

Mitteilung aus dem Institut für Hochfrequenztechnik der TH Aachen

H. BRAND und E. SCHUON

Meßgerät zur Bestimmung sehr kleiner Induktivitäten

DK 621.317.73.011.3.029.65

1. Erläuterung des Meßprinzips

Es wird ein Induktivitätsmeßgerät beschrieben, das zur Ermittlung von Induktivitäten im Bereich zwischen 1 nH und 500 nH dient. Abweichend von den im Bereich mittlerer Frequenzen üblichen Brücken- und Resonanzverfahren mit Reaktanzen aus konzentrierten Elementen wird bei dieser Meßanordnung (Bild 1) die zu messende Induktivität L bei fester Frequenz über eine $\lambda/4$ -Transformationsleitung in die duale Reaktanz transformiert, die ihrerseits wieder den Eingang einer am Ende kurzgeschlossenen Leitung veränderbarer Länge beschwert. Bei einer bestimmten Länge dieser Leitung tritt Resonanz ein; die Spannungsüberhöhung wird an einem geeigneten Indikator angezeigt. Aus der Länge dieser Leitung, d. h. der Stellung des Kurzschlußschiebers, kann direkt auf die Größe der zu messenden Induktivität geschlossen werden.

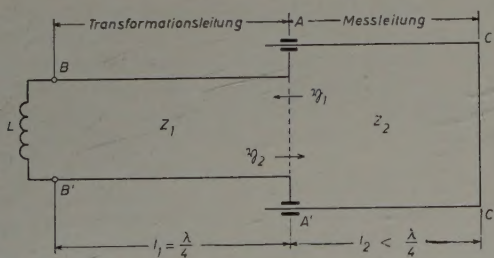


Bild 1. Prinzipschaltung der idealen Meßanordnung

Die zunächst überflüssig scheinende Transformation (Bild 1) ist durch die technische Ausführung bestimmt. Diese berücksichtigt folgende Gesichtspunkte: Einmal sollte keine leerlaufende, sondern eine kurzgeschlossene Leitung verwendet werden, die mit der kleinstmöglichen Baulänge auskommt. Zum anderen sollten die gleitenden Kontakte wegen des unsicheren Übergangswiderstandes nicht am Ort des größten Stromes (also am Ende der Leitung) liegen. Aus diesen Forderungen ergab sich die im Bild 1 skizzierte Anordnung. Grundsätzlich lassen sich mit diesem Verfahren alle Induktivitäten zwischen den Werten Null und Unendlich messen. In der Praxis wird die größte meßbare Induktivität durch eine nicht zu vermeidende Eingangskapazität des Gerätes begrenzt. Diese ergänzt die zu messende Induktivität zu einem Parallelschwingkreis, der dann den Blindwiderstand Unendlich vortäuscht. Eine untere Grenze für die unbekannten Induktivitäten ist nicht vorhanden, sofern man nur die zu prüfende Spule ohne Deformation an die Meßklemmen anschließen kann. Eine später definierte Anfangskapazität verschiebt zwar den Nullpunkt der Skala, verhindert aber nicht die Messung kleinster Induktivitäten.

Angeregt wird das Resonanzsystem durch einen kleinen Dipol, der seinerseits von einem Oszillator fester Frequenz gespeist wird. Ein gleicher Dipol dient in Verbindung mit einer Kristalldiode zur Resonanzanzeige. Da die benutzten Leitungsabschnitte Vergleichsreaktanzen sehr geringer Dämpfung ergeben, erhält man bei der Messung von Induktivitäten selbst geringerer Güte noch ausreichend scharfe Anzeigen.

2. Rechnerische Behandlung des Meßprinzips

Der Eingangsleitwert einer mit dem Leitwert \mathfrak{Y}_0 abgeschlossenen Doppelleitung der Länge x ist

$$\mathfrak{Y}(x) = \frac{\mathfrak{Y}_0 + \frac{j}{Z} \tan \beta x}{1 + j \mathfrak{Y}_0 Z \tan \beta x} \quad (1)$$

wenn für den Wellenwiderstand $Z = \sqrt{L'/C'}$ und das Phasenmaß der Leitung $\beta = 2\pi/\lambda$ gesetzt wird. Bei dem beschriebenen Gerät werden zwei Sonderfälle dieser allgemeinen Transformationsgleichung (1) angewendet. Die eigentliche Transformationsleitung (Z_1, l_1) im Bild 1 transformiert über eine feste Länge $l_1 = \lambda/4$ die zu messende Induktivität aus der Meßebebene BB' in die Vergleichsebene AA' in einen Blindleitwert

$$\mathfrak{Y}_1 = \frac{\mathfrak{Y}_L + \frac{j}{Z_1} \tan \beta l_1}{1 + j \mathfrak{Y}_L Z_1 \tan \beta l_1} \quad (2)$$

Für $\mathfrak{Y}_L = \frac{1}{j\omega L}$ und $\beta l_1 = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{\lambda}{4} = \frac{\pi}{2}$, d. h. $\tan \frac{\pi}{2} = \infty$, erhält

man als Grenzwert der Gleichung (2)

$$\mathfrak{Y}_1 = \frac{j\omega L}{Z_1^2} \quad (3)$$

Die Resonanzleitung (Z_2, l_2) ist dagegen in der Ebene CC' kurzgeschlossen. Ihr Eingangsleitwert \mathfrak{Y}_2 in der Ebene AA' ist daher

$$\mathfrak{Y}_2 = -\frac{j}{Z_2} \cdot \cot \beta l_2 \quad (4)$$

Das gesamte Leitungssystem wird nur dann zu einem resonanzfähigen Gebilde, wenn in der Vergleichsebene AA' die Summe der Blindleitwerte zu Null wird.

$$\mathfrak{Y}_1 + \mathfrak{Y}_2 = 0 \quad (5)$$

Durch Einsetzen von (3) und (4) in die Resonanzbedingung (5) erhält man die Beziehung

$$L = \frac{Z_1^2}{Z_2} \cdot \frac{1}{\omega} \cdot \cot \beta l_2 \tag{6}$$

Bei einer festen Frequenz $\omega = \omega_0$ ist somit die Induktivität L proportional einer durch die Konstruktion festgelegten Konstanten $Z_1^2/Z_2 \cdot \omega_0$ und der \cot -Funktion, die im Argument die veränderbare Leitungslänge l_2 enthält. Die \cot -Funktion durchläuft im Bereich $0 \leq l_2 \leq \lambda/4$ sämtliche Werte zwischen Unendlich und Null. Sinnvoll verwenden läßt sich allerdings nur der Bereich $\cot \beta l_2 < 10$, d. h. $\beta l_2 > 6^\circ$. Als Kenngröße für den Induktivitätsmeßbereich einerseits und die Konstruktion der Leitung andererseits definiert man eine Bezugsinduktivität L_n , bei der die \cot -Funktion gerade den Wert 1 annimmt und die einen Wert etwa in der Mitte des Meßbereiches repräsentiert

$$L_n = \frac{Z_1^2}{Z_2} \cdot \frac{1}{\omega_0} \tag{7}$$

Der brauchbare Meßbereich erstreckt sich dann etwa von $0,1 \cdot L_n$ bis $10 \cdot L_n$. Mit den drei frei wählbaren Parametern Z_1 , Z_2 , ω_0 lassen sich alle gewünschten L_n -Werte realisieren. Die praktische Ausführung wird jedoch einmal durch eine handliche Baulänge $l_{ges} \approx 2 \cdot \lambda/4$ festgelegt, zum andern lassen sich Z_1 und Z_2 nur innerhalb bestimmter Grenzen verwirklichen. Die Zahlenbeispiele in Tab. I geben einen Überblick über die Zuordnung der Bezugsinduktivität L_n zu den Wellenwiderständen Z_1 , Z_2 und den Festfrequenzen f_0 . Bei der Ausführung des Meßgerätes wurde die Frequenz zu $f_0 = 375$ MHz ($\lambda_0 = 80$ cm) gewählt. Mit den Wellenwiderständen $Z_1 = 166,5 \Omega$, $Z_2 = 215,2 \Omega$ ergibt sich die Bezugsinduktivität zu $L_n = 50$ nH. Die obere Meßbereichsgrenze liegt damit, wie bereits ausgeführt, bei etwa $10 \cdot L_n = 500$ nH, umfaßt also auch Induktivitäten, die im Bereich der UKW- und Fernsehbander vorkommen.

Tab. I. Bezugsinduktivität L_n in Abhängigkeit von Z_1 , Z_2 und f_0

Z_1/Z_2 in Ω/Ω				Z_1^2/Z_2	L_n für $f_0 = 100 \quad 400 \quad 1200$ MHz		
35	45	61	76	25 Ω	40	10	3,3 nH
50	80	150	240				
50	63	87	110				
50	80	150	240	50 Ω	80	20	7 nH
71	90	123	155	100 Ω			
50	80	150	240		160	40	14 nH

Die zunächst vielleicht als störend empfundene \cot -Verzerrung der Induktivitätsskala erweist sich als einer logarithmischen Teilung ähnlich und ergibt damit den Vorteil einer fast über den ganzen Meßbereich annähernd gleichbleibenden relativen Genauigkeit.

3. Diskussion der störenden Einflüsse

Die im Bild 1 dargestellte Prinzipschaltung der Meßanordnung gibt nur annähernd die tatsächlichen Verhältnisse wieder. An den Meßklemmen in der Ebene BB' erscheint in Wirklichkeit parallel zur Induktivität L eine Kapazität C_B , die sich im wesentlichen aus der Kapazität der Innenleiterstütze ergibt. Ferner liegt im Eingang der „Meßleitung“ eine Kapazität C_A , die sich aus einer durch den Wellenwiderstandssprung in der Ebene AA' hervorgerufenen Sprungkapazität und der Kapazität der unvermeidlichen Stütze zusammensetzt. Man erkennt leicht, daß diese Kapazitäten nur an den Meßbereichsgrenzen, d. h. für $L \rightarrow 0$ und $L \rightarrow \infty$, von maßgeblichem Einfluß sind. Zunächst wird der Fall $L = 0$, für den C_B vernachlässigt werden kann, untersucht. Nach (3) ist dann die dafür in der Ebene AA' wirksam werdende Kapazität L/Z_1^2 auch gleich Null, und die Resonanzlänge l_{20} wird jetzt ausschließlich durch die Anfangskapazität C_A bestimmt. Mit $\mathcal{Y}_A = j\omega_0 C_A$ und (4) erhält man nach einer bekannten Umrechnung

$$l_{20} = \frac{1}{\beta} \arccot \cot \omega_0 C_A \cdot Z_2$$

Dieser l_{20} -Wert ($l_{20} < \lambda/4$) gibt ein Maß für die eingangs erwähnte Nullpunktverschiebung der theoretischen Skala und ist bei der

Eichung des Gerätes zu berücksichtigen. An der ausgeführten Anordnung wurde C_A zu 0,2 pF ermittelt. Dadurch verschiebt sich der Nullpunkt um $\Delta l_2 = \lambda_0/4 - l_{20} = 1,2$ cm, entsprechend etwa 6% der gesamten Skalenlänge.

Die Störkapazität C_B wirkt sich an der oberen Meßgrenze, also bei sehr großem L , aus. Zusammen mit einer durch sie bestimmten größten Induktivität L_{max} bildet sie einen Parallelschwingkreis und täuscht dadurch eine scheinbare Induktivität der Größe Unendlich

vor. Nach der Resonanzbeziehung $\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$ ergibt sich diese größte meßbare Induktivität zu

$$L_{max} = \frac{1}{\omega_0^2 C_B},$$

die mit einem gemessenen $C_B = 0,35$ pF bei $L_{max} = 500$ nH liegt. Man erkennt hieraus, daß selbst kleinste Kapazitäten C_A und C_B den theoretisch möglichen Meßbereich merkbar reduzieren.

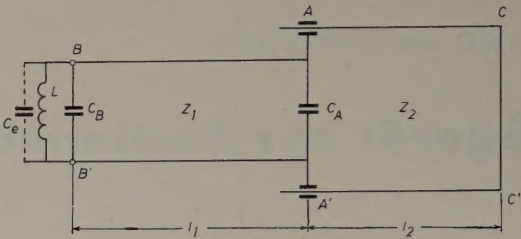


Bild 2. Meßanordnung mit Störkapazitäten

Hat nun die zu messende Spule eine Eigenkapazität C_e , so gibt das Gerät nicht die wahre Induktivität L^* , sondern die dem Blindleitwert $\mathcal{Y}_L = j\omega_0 C_e + \frac{1}{j\omega_0 L^*}$ entsprechende Induktivität $L = \frac{1}{j\omega_0 \mathcal{Y}_L}$ an.

Eine weitere Störung wurde in der am offenen Ende der Leitung in der Meßebe BB' auftretenden Feldverzerrung vermutet. Der Berechnung an Hand des Ersatzschaltbildes war zunächst eine einfache Doppelleitung zugrunde gelegt, die durch den zu messenden Blindwiderstand abgeschlossen ist. In Wirklichkeit arbeitet man jedoch mit einer geschirmten Leitung, deren Schirm ebenfalls Leitungsströme führt, aber am Ende leer läuft. Infolgedessen läßt sich die Leitung nicht mehr allgemein auf eine Doppelleitung zurückführen. Der durch diese Feldverzerrungen entstehende Fehler ist indessen so gering, daß die vereinfachte Theorie gerechtfertigt scheint. Bei einer die idealen Verhältnisse berücksichtigenden Kontrollmessung an der unter 4. beschriebenen Anordnung wurde eine Differenz $< 1\%$ festgestellt.

4. Weitere Einzelheiten einer ausgeführten Anordnung

Von den in Tab. I gezeigten Möglichkeiten, einen vorgegebenen Wert L_n zu realisieren, wurde für die im folgenden näher beschriebene Ausführung bei einer Wellenlänge von $\lambda = 80$ cm ein Z -Verhältnis $Z_1/Z_2 = 0,77$ gewählt. Damit bleibt einerseits die Baulänge in hand-

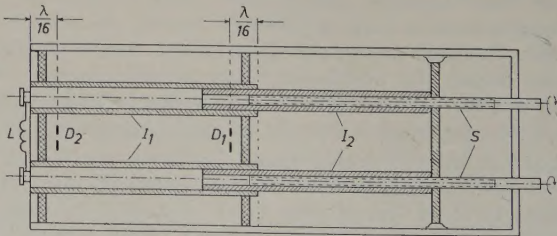


Bild 3. Schnitt durch das Leitungssystem

lichen Grenzen, andererseits lassen sich bei der hier gewählten Konstruktion die durch das Z -Verhältnis bedingten Durchmesser der Innenleiter noch gut verwirklichen. Auf der im Bild 3 wiedergegebenen Schnittzeichnung sieht man die beiden symmetrischen Leitungs-

abschnitte, die zur Vermeidung von Fremdfeldeinflüssen und Strahlungsverlusten mittels eines durchgehenden Zylinders geschirmt sind. Da dieser zylindrische Außenleiter die Transformations- und Resonanzleitung durchgehend umschließt, lassen sich die unterschiedlichen Wellenwiderstände nur durch verschieden starke Innenleiter realisieren. Die Kurzschlußebene CC' des Resonatorsystems ist gegenüber der Vergleichsebene AA' verschiebbar angeordnet. Eine besonders kurze und gedrungene Bauweise ergab sich dadurch, daß die beiden Antriebsspindeln S in die beiden Innenleiter I_2 selbst verlegt wurden. Diese beiden Spindeln werden über eine Zahnradübersetzung synchron angetrieben und bewegen dann ihrerseits die Kurzschlußscheibe mit den starr verbundenen Innenleitern, die in die feststehenden Innenleiter I_1 der Transformationsleitung eintauchen. Das gesamte Innenleitersystem ist gegen den Außenmantel in drei Ebenen festgelegt, und zwar in der CC' -Ebene durch die Kurzschlußscheibe mit einem am Außenmantel schleifenden Kontaktkranz und in den Ebenen AA' und BB' durch zwei Stützen aus Trolitul. Diese beiden Stützen sind so ausgebildet, daß sie trotz hoher mechanischer Festigkeit noch keine erhebliche kapazitive Belastung verursachen. Die Energiezufuhr zum Leitungssystem erfolgt über einen Dipol D_1 durch Anregung der elektrischen Feldkomponente an einer Stelle, die $\lambda/16 = 5$ cm von der Ebene AA' entfernt ist und an der bei allen vorkommenden Längen l_2 der Meßleitung eine nahezu gleichbleibende Feldstärke herrscht. Um die gleiche Länge $\lambda/16 = 5$ cm von der Ebene BB' entfernt befindet sich der Empfangsdipol D_2 . Der Abstand der beiden Dipole voneinander ist so groß, daß eine direkte Kopplung zwischen ihnen praktisch nicht vorhanden ist. Außerdem ergeben sich in dieser Lage bei allen vorkommenden L -Werten (gleiche Güten der Spulen vorausgesetzt) etwa gleich große Anzeigewerte. Die aufgenommene Hochfrequenzspannung wird mit einer Siliziumdiode gleichgerichtet und über einen Spannungsteiler einem empfindlichen Anzeigeinstrument zugeführt.

Der im Gerät fest eingebaute Oszillator muß sehr frequenzstabil sein, da die Frequenz als Konstante in das Meßergebnis eingeht. Der frequenzbestimmende Bestandteil ist eine kapazitiv beschwerte $\lambda/4$ -Leitung, an die die Röhre (EC 81) an geeigneter Stelle angekoppelt ist. Der Einfluß der Betriebsspannungsschwankungen auf die Konstanz der Frequenz liegt dann weit unterhalb der Meßgenauig-



Bild 4. Ansicht des Gerätes

keit des Gerätes, so daß zur Speisung der Röhre ein einfacher Netzteil ohne irgendwelche Stabilisierungen verwendet werden kann. (Messungen ergaben $0,4\%$ Frequenzänderung bei 5% Änderung der Betriebsspannung.)

Bild 4 zeigt das Äußere des Meßgerätes. Auf der Frontplatte befindet sich die Skala, auf der der Meßwert direkt abgelesen werden kann. Daneben ist das Instrument zur Resonanzanzeige zu erkennen. Die eigentlichen Objektklemmen ragen seitlich aus dem Gehäuse heraus; das offene Ende kann durch eine Scheibe abgedeckt werden, die zugleich als Eichnormal dient.

5. Meßergebnisse

Über die Induktivität eines gestreckten Leiters (als Teil einer geschlossenen Leiterschleife, z. B. Stiftdurchführungen in Preßglaskontakten bei Elektronenröhren) findet man im Schrifttum verschiedene

Angaben, die mit dem Gerät leicht nachgeprüft werden konnten. Terman gibt in „Radio Engineer's Handbook“ (New York 1943, McGraw Hill) die Beziehung

$$L' [\text{nH/cm}] = 2 \cdot \left(\ln \frac{4l}{d} - 1 \right)$$

an, wobei $l < 100d$ sein soll. Die Meßergebnisse (Bild 5, Kurve 3) vermitteln einen guten Eindruck von der Zuverlässigkeit der Formel,

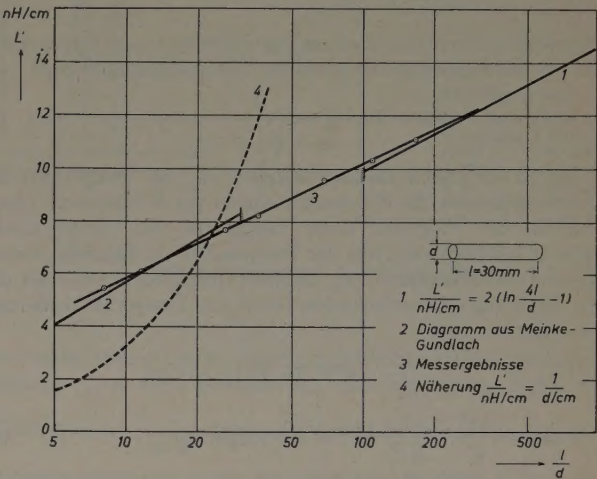


Bild 5. Meßergebnisse im Vergleich zu Werten, die nach Formeln aus dem Schrifttum errechnet wurden. 1) $\frac{L'}{\text{nH/cm}} = 2 \left(\ln \frac{4l}{d} - 1 \right)$; 2) Diagramm aus Meinke - Gundlach; 3) Meßergebnisse; 4) Näherung $\frac{L'}{\text{nH/cm}} = \frac{l}{d/\text{cm}}$

die innerhalb ihres Gültigkeitsbereichs eingezeichnet ist (Kurve 1). Für kurze dicke Drähte gibt das „Taschenbuch der Hochfrequenztechnik“ von Meinke-Gundlach ein Diagramm, nach dem die Kurve 2 gezeichnet wurde. Auch hier schmiegt sich die gemessene Kurve gut an die errechnete an. Schließlich liegt der vierten Kurve die häufig zitierte Näherung $L [\text{nH}] \approx l/d$ zugrunde, deren Unbrauchbarkeit ohne weiteres zu erkennen ist.

(eingegangen am 5. Dez. 1956)

Konferenz über Elektronenröhren

Am 15. Februar 1957 fand in Prag auf Veranlassung des Forschungsinstitutes für Fernmeldetechnik eine Delegiertenkonferenz statt, die sich u. a. mit Vorschlägen zur Schaffung von einheitlichen Röhrentypen befaßte. An dieser Konferenz nahmen alle interessierten Mitglieder der Forschungs- und Entwicklungsanstalten, die Vertreter der Fertigungsbetriebe der Vakuumtechnik in der CSR sowie die Vertreter des Ministeriums für Maschinenbau teil. Über 50 Delegierte äußerten sich zu einem Vorschlag, in dem etwa 40 neue Einheitstypen zusammengefaßt sind. Der Kern dieser Reihe von Elektronenröhren lehnt sich fast ausschließlich an die europäische Serie mit neun Stiften (Novalröhre) an, die seit einigen Jahren bereits in Deutschland hergestellt wird.

In dem am Schluß der Konferenz einstimmig angenommenen Vorschlag sind alle modernen Typen, z. B. EC 84, E 88 CC, enthalten. Alle Röhren für Wechselstrombetrieb, einschließlich der Allstromtypen der 300-mA-Serie, sind Novalröhren. Lediglich batteriegeheizte Röhren bilden eine Ausnahme. Sie erhalten den 7-Stift-Sockel (Heptal) der Miniaturröhren.

In einem Schlußkommuniqué wird u. a. erklärt:

1. Der Entwurf für Langlebensdaueröhren, deren Fertigung mit ausländischen Lizenzen erfolgen soll, soll ergänzt werden.
2. Bereits im Juni dieses Jahres soll eine Vereinheitlichung aller vorhandenen Typen mit denen in der UdSSR erfolgen.
3. Die Bezeichnungen aller Röhren sollen sich der europäischen Nomenklatur anschließen. Damit entfallen die von Tesla eingeführten Bezeichnungen wie z. B. 6 F 32, 6 L 41 usw.

Als einige Beispiele aus der Reihe der übernommenen Röhren seien genannt: DC 96, DK 96, EBF 89, EC 84, ECC 82, ECC 83, ECC 85, E 88 CC, EF 80, EF 804, EL 34, PCF 82, PCL 82, PCC 84, PL 81, PL 82, PL 83.

Zdenek Winter

Neues Verfahren zur Temperaturkompensation von Schwingkreisen

DK 621.372.41.011.23.076.12:537.312.6:621.316.825

Die Resonanzkreisfrequenz eines aus Induktivität L und Kapazität C bestehenden Schwingkreises ist nach der Thomsonschen Formel

$$\omega_r = 2\pi \cdot f_r = \frac{1}{\sqrt{LC}} \quad (1)$$

Sind — wie in der Praxis stets — L und C von der Temperatur abhängig, so hängt auch die Resonanzfrequenz des Kreises und damit beispielsweise die Frequenz eines Oszillators, die durch diesen Schwingkreis bestimmt ist, von der Temperatur ab. Bezeichnet man die Temperaturkoeffizienten TK , definiert durch das Verhältnis der relativen Änderung der betrachteten Größe zur Temperaturänderung ΔT , wie folgt:

$$TK_L = \frac{\Delta L}{L} \cdot \frac{1}{\Delta T} = TK \text{ der Induktivität,}$$

$$TK_C = \frac{\Delta C}{C} \cdot \frac{1}{\Delta T} = TK \text{ der Kapazität,} \quad (2)$$

$$TK_f = TK_\omega = \frac{\Delta f}{f} \cdot \frac{1}{\Delta T} = \frac{\Delta \omega}{\omega} \cdot \frac{1}{\Delta T} = TK \text{ der Frequenz,}$$

so ergibt sich als Gesamt- TK [1]

$$TK_f \approx - \frac{TK_L + TK_C}{2} \quad (3)$$

Die hierin — nach binomischer Entwicklung des Wurzelausdruckes $[(1 + TK_L \cdot \Delta T) \cdot (1 + TK_C \cdot \Delta T)]^{-1/2}$ — enthaltene Vernachlässigung der höheren Glieder ist für die Praxis vollauf zulässig, da die TK ausgeführter Bauelemente in der Größenordnung $10^{-3} \dots 10^{-5}/^\circ\text{C}$ liegen.

1. Temperaturkompensation durch Ausgleichskondensatoren

Gleichung (3) läßt sofort den Weg erkennen, wie Temperaturunabhängigkeit der Frequenz erreicht werden kann: Ist $TK_L = -TK_C$, so wird $TK_f \approx 0$. Die Realisierung dieser Forderung geschieht nun üblicherweise in der Form, daß die Gesamtkapazität des Schwingkreises aus mehreren Kondensatoren gebildet wird, die hinsichtlich Kapazität und TK so kombiniert werden, daß der resultierende TK

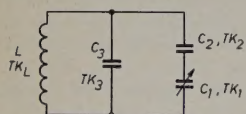


Bild 1. Schwingkreis mit Temperaturkompensation durch Kondensatoren

der Kapazität gleiche Größe und entgegengesetztes Vorzeichen aufweist wie der TK der Induktivität. Das ergibt beispielsweise einen Kreis nach Bild 1. Dafür gilt

$$TK_f \approx - \frac{1}{2} (TK_L + TK_C) \quad (3)$$

mit

$$TK_C \approx \frac{C_{12} TK_{12} + C_3 TK_3}{C_{12} + C_3}, \quad (4)$$

worin

$$C_{12} = \frac{C_1 \cdot C_2}{C_1 + C_2}, \quad TK_{12} = \frac{C_1 TK_2 + C_2 TK_1}{C_1 + C_2} \quad (4a)$$

Man ersieht daraus folgende Schwierigkeit: Ist der Kondensator C_1 veränderbar, so läßt sich der Gesamt- TK nur für 2 diskrete Werte von C_1 auf Null bringen (für kleine C_1 ist im wesentlichen TK_3 , für große C_1 TK_2 maßgebend), während für alle übrigen Werte von C_1 die Kompensation unvollkommen bleibt. Ist C_1 nicht veränderbar, so genügt natürlich ein Parallel- oder Reihen-kondensator, um $TK_C = -TK_L$ zu machen. Man könnte daraus schließen, daß für veränder-

bare Abstimmung Induktivitätsvariation günstiger sei als Kondensatorabstimmung. Das scheitert jedoch bezüglich minimalem TK daran, daß ein Variometer mit Veränderung der Abstimmung im allgemeinen auch den wirksamen TK ändert — was übrigens bei einem üblichen Drehkondensator meist auch der Fall ist.

Aber selbst bei unveränderter Abstimmung des LC -Kreises stehen der vollkommenen Temperaturkompensation noch folgende Schwierigkeiten entgegen:

1) Die Temperaturkoeffizienten sowohl der Grundelemente als auch der Kompensationsmittel sind meist für größere Temperaturbereiche nicht konstant, sondern hängen ihrerseits von der Temperatur ab [2]. Die Frequenz/Temperatur-Kurve eines üblichen Schwingkreises verläuft also nicht geradlinig, sondern gekrümmt, siehe Bild 2 ($TK_f < 0$).

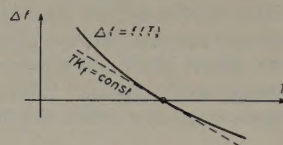


Bild 2. Frequenzänderung in Abhängigkeit von der Temperatur bei temperaturabhängigem TK

Die Betrachtung von Gleichung (4) beziehungsweise (4a) läßt erkennen, daß die Kompensation einer derartigen gekrümmten Kennlinie durch Parallel- oder Serien- C für den Ausgleichskondensator nicht nur das Vorhandensein einer bestimmten Kapazität und eines bestimmten TK bei einer Temperatur erfordern würde, sondern auch einen bestimmten Verlauf des TK mit der Temperatur. Eine solche Forderung wird nur in Ausnahmefällen erfüllbar sein, d.h., die Temperaturkompensation wird im allgemeinen nur für mehr oder weniger enge Temperaturbereiche entsprechend genau möglich sein.

2) Bisher war stillschweigend vorausgesetzt, daß sich die Schwingkreisinduktivität, der Hauptkondensator und der (die) Ausgleichskondensator(en) auf jeweils gleicher Temperatur befinden. Wenn jedoch ein Gerät als Ganzes einer Veränderung der Außentemperatur ausgesetzt wird, so ändern sich die Temperaturen der einzelnen Bauteile je nach ihrer Wärmekapazität und thermischen Kopplung mit Gehäuseteilen usw. verschieden schnell, so daß zu einer bestimmten Zeit an verschiedenen Stellen des Schwingkreises verschiedene Temperaturen herrschen. Die gleiche Erscheinung tritt auf als Folge der Eigenerwärmung eines Gerätes (Einlauf), wobei sowohl die Wärmequellen außerhalb des Schwingkreises (z.B. Röhren) als auch innerhalb des Schwingkreises (Stromwärme, dielektrische Verluste) temperaturverschiebend wirken. Die daraus resultierenden Frequenzabweichungen ließen sich nach dem obigen Verfahren nur in der Weise kompensieren, daß die einzelnen Elemente jedes für sich kompensiert würden, wobei dafür gesorgt werden müßte, daß sich die Temperatur der Ausgleichskondensatoren in gleicher Weise ändere, wie die der zu kompensierenden Bauteile (dynamische Temperaturkompensation). Es liegt auf der Hand, daß dies ein schwieriges und aufwendiges Verfahren ist, vor allem dann, wenn große Temperaturbereiche durchfahren werden und daher mit temperaturabhängigen TK zu rechnen ist, wie unter 1) angedeutet.

Als Beispiel für das Auftreten solcher Verhältnisse seien Flugzeug-bordgeräte erwähnt, bei denen sich die Raumtemperatur in kurzer Zeit von beispielsweise $+50^\circ\text{C}$ (Stand am Boden bei Sonnenbestrahlung) auf -50°C (Flug in großen Höhen) ändern kann und wo es auf Frequenzkonstanz (Vermeidung der Nachstimmung) besonders ankommt. Hierbei ist auch das Radikal-Verfahren, nämlich die Unterbringung der frequenzbestimmenden Elemente in einem durchlaufenden Thermostaten, nicht anwendbar, da dessen lange Einlaufzeit nicht in Kauf genommen werden kann, abgesehen von dem entstehenden Raum-, Gewichts- und Energiebedarf.

Um die beiden unter 1) und 2) dargestellten Besonderheiten bei einer Temperaturkompensation zu beherrschen, wird also ein von der Temperatur abhängiger Blindwiderstand (L oder C) gebraucht, der folgende Bedingungen erfüllt:

- 3) Erreichung eines (positiven oder negativen) TK , der nicht nur eine bestimmte (wählbare) Größe hat, sondern sich auch mit der Temperatur in bestimmter (wählbarer) Weise ändert.
- 4) Vorhandensein einer bestimmten thermischen Zeitkonstante, damit der Blindwiderstand sich gleich schnell erwärmt beziehungsweise abkühlt wie das zu kompensierende Glied, oder: kleine Wärmekapazität und Möglichkeit der thermischen Kopplung mit dem zu kompensierenden Bauteil, so daß beide (in jedem Zeitpunkt) möglichst gleiche Temperatur annehmen.

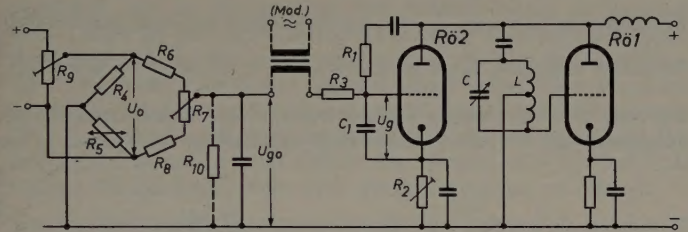


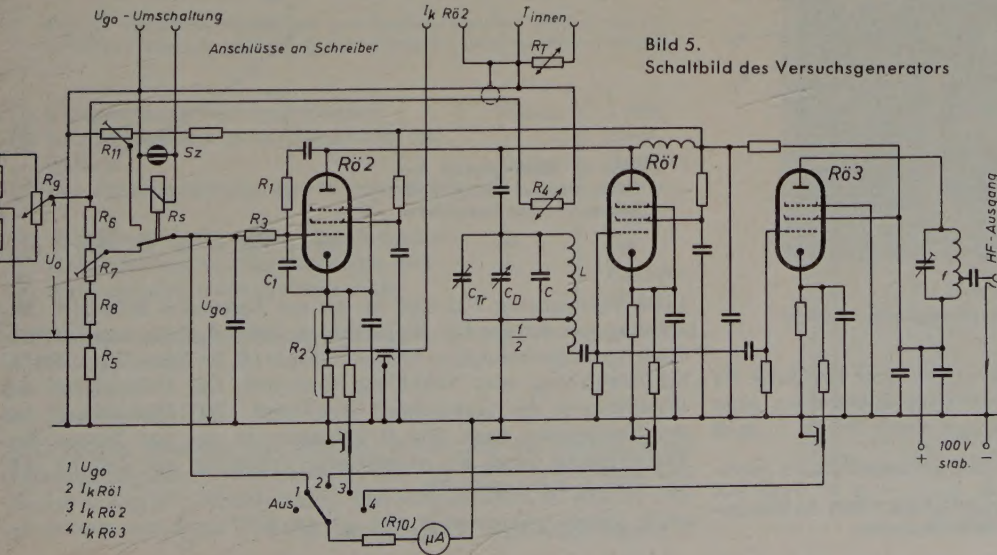
Bild 3. Grundschaltbild der Temperaturkompensation mittels Reaktanzröhre

- 5) Damit auch bei veränderbarer Abstimmung (Drehkondensator oder Variometer) die Temperaturkompensation verbessert wird, d.h. sich auf den ganzen Variationsbereich der Frequenz erstreckt, sollte der TK mit der Abstimmung verändert werden können.

2. Temperaturkompensation mittels Reaktanzröhre

Die genannten Bedingungen lassen sich im Prinzip dadurch verwirklichen, daß der veränderbare Blindwiderstand durch eine Reaktanzröhre gebildet wird, an deren Gitter eine temperaturabhängige Spannung liegt. Als temperaturabhängige Steuerglieder sind dann Wirkwiderstände verwendbar, die als Heiß- oder Kaltleiter (Thermistoren) in reicher Auswahl zur Verfügung stehen. Die Arbeitsweise dieses Verfahrens [3] sei an Hand von Bild 3 erläutert.

Die Röhre $R01$ stellt zusammen mit dem Schwingkreis L, C einen selbsterregten HF-Generator dar. Parallel dazu liegt die Reaktanzröhre $R02$, die durch das phasendrehende Glied $R1, C1$ als Induktivität von der Größe $L' \approx \frac{R1 C1}{S}$ (mit S als Steilheit von $R02$) wirkt



3. Experimentelle Untersuchungen

Zur Verifizierung der hier angestellten Überlegungen wurden einige Versuche durchgeführt, um die grundsätzliche Verwendbarkeit des Verfahrens an Hand eines Versuchsozillators zu prüfen. Bild 4 zeigt das Blockschaltbild der Meßanordnung, Bild 5 das Schaltbild des Versuchsgenerators, Bild 6 die Versuchsanordnung²⁾.

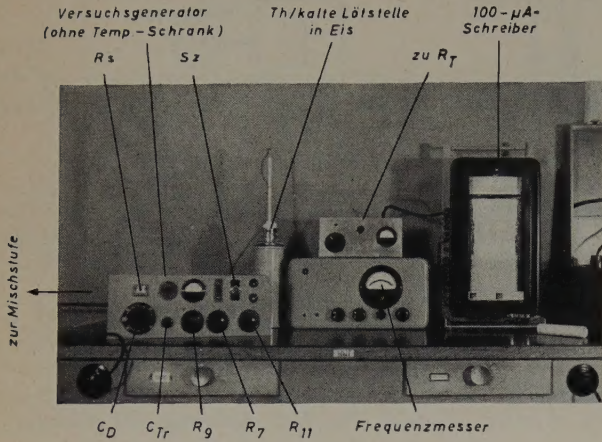


Bild 6. Versuchsanordnung

3.1 Beschreibung der Versuchsanordnung

Der HF-Generator arbeitet im Prinzip wie die in Bild 3 dargestellte Grundanordnung: Die Oszillatorröhre R_{01} schwingt in Rückkopplungsschaltung auf der Frequenz $f/2$. Zur rückwirkungsarmen Entnahme der Hochfrequenz ist eine Verdopplerstufe (R_{03}) nachgeschaltet, an deren Ausgang die Meßfrequenz f entnommen wird. Diese wird einer abgestimmten Mischstufe zugeführt, wo sie mit einer konstanten Frequenz $n \cdot f_Q$ verglichen wird; f_Q wird von einem Quarzoszillator hoher Konstanz (10^{-8}) geliefert. Die Differenzfrequenz ($f - n \cdot f_Q$) kann an einem direktzeigenden Frequenzmesser (gesteuerter Multivibrator) abgelesen werden.

Die Temperatur des HF-Generators kann geändert werden, indem das ganze Gerät in einen Kühl- oder Wärmeschrank eingesetzt wird. Zur Messung der Umgebungstemperatur ist ein Thermoelement Th vorgesehen, dessen eine Lötstelle auf konstanter Temperatur gehalten wird (Thermosflasche mit schmelzendem Eis). Im Gerät — in Schwingkreislage, siehe Bild 7 — ist außer dem zur Temperatur-

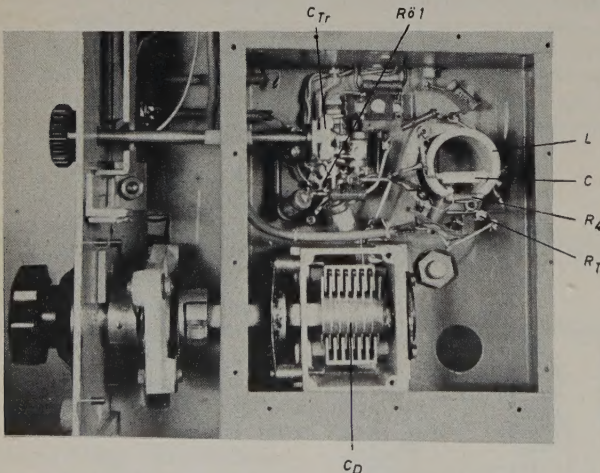


Bild 7. Einbau der Temperaturkompensationsglieder im Gerät

kompensation verwendeten Heißleiter R_4 ein weiterer Heißleiter R_T angebracht, der über einen einstellbaren Vorwiderstand an einer konstanten Gleichspannung liegt; der Strom durch R_T ist — nach

²⁾ Die Versuche wurden beim Rundfunksender Göttingen des NWDR i. L. durchgeführt. Der Verfasser ist der Dienststelle für die Bereitstellung der Geräte und seinem Mitarbeiter, Herrn Senderingenieur J. Fuchs, für den Aufbau des Versuchsgenerators und des Frequenzmessers zu großem Dank verpflichtet.

vorheriger Eichung — ein recht genaues Maß für die Temperatur im Innern der Schwingstufe und gestattet gleichzeitig, die Verhältnisse am Kompensations-Heißleiter zu beobachten, wenn für R_T und R_4 der gleiche Typ (hier: Valvo NTC 83921 P/17K5) verwendet wird.

Alle Meßgrößen — außer den erwähnten noch der Katodenstrom I_k der Reaktanzröhre R_{02} — werden von einem Sechsfarben-Fallbügel-schreiber (100 μA , 25 mV) registriert. Um nun bei einer Meßreihe, d.h. einem Temperaturdurchlauf, sowohl die unkompensierte Frequenzänderung Δf als auch die bei wirksamer Kompensation auftretende Frequenzänderung $\Delta f'$ zu erfassen, wird die am Gitter von R_{02} vorhandene Zusatzspannung U_{g0} wechselweise umgeschaltet zwischen einem konstanten Wert (der an R_{11} eingestellt wird) und der Brückenspannung, die durch den temperaturabhängigen Widerstand R_4 jeweils so eingeregelt werden soll, daß Δf möglichst klein wird. Diese Umschaltung wird durch das Relais R_5 vorgenommen, das über einen Kontakt am Meßstellenschalter-Antrieb des Fallbügelschreibers periodisch ein- und ausgeschaltet wird (Periode $6 \times 20 \text{ s} = 2 \text{ min}$). Der jeweilige Schaltzustand wird durch das Schauzeichen S_z angezeigt.

Bild 8 zeigt die Abhängigkeit des Katodenstromes I_k und der relativen Frequenzverschiebung $\frac{\Delta f'}{f}$ von der Gitterspannung einer parallel zum Oszillator liegenden Reaktanzröhre ($R_{02} = EF 42$, $\frac{f}{2} = 3,4 \text{ MHz}$).

Die links wiedergegebenen Kurven wurden ohne Katodenwiderstand aufgenommen, d.h., die Abszisse stellt unmittelbar die Spannung U_g

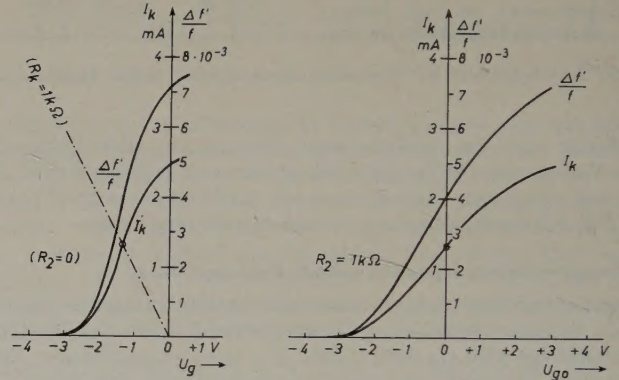


Bild 8. Abhängigkeit des Katodenstromes der Schubröhre und der relativen Frequenzverschiebung von der Gitterspannung der Reaktanzröhre

zwischen Gitter und Katode dar. Die Anordnung wird erheblich stabiler, wenn man eine Gleichstromgegenkopplung einführt. Das rechte Bild zeigt die Verhältnisse bei einem Katodenwiderstand $R_2 = 1 \text{ k}\Omega$, wobei die Abszisse die Vorspannung $U_{g0} \approx U_g + I_k \cdot R_2$ (vgl. Bild 3) darstellt³⁾.

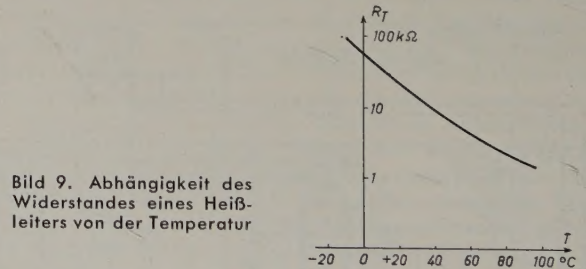


Bild 9. Abhängigkeit des Widerstandes eines Heißleiters von der Temperatur

Diese Vorspannung U_{g0} wird in der zur Diskussion stehenden Anordnung von der aus $R_4 \dots R_8$ gebildeten Brücke geliefert und mittels des temperaturabhängigen Brückenzeiges (R_5 im Bild 3, R_4 im Bild 5) bei Erwärmung oder Abkühlung verändert. Die Abhängigkeit des Widerstandes des verwendeten Heißleiters (NTC-Widerstand) von der Temperatur zeigt Bild 9 (gemessen in der zur Temperatur-Registrierung durch R_T verwendeten Schaltung mit $I \leq 0,1 \text{ mA}$, vgl. Bild 4; siehe auch [6]).

³⁾ genauer: $U_{g0} = U_g + I_k \cdot R_2 + I_g \cdot R_3$

Je nach der Polarität der Brückenspeisung (U_0) beziehungsweise der Ausbildung von R_4 oder R_5 als Heißleiter erhält man einen positiven oder negativen TK_f . Seine Größe hängt von der Spannung U_0 und der Lage des Arbeitspunkts auf der Kennlinie nach Bild 8 sowie von dem Verhältnis $R_4 : R_5$ ab. Beim Durchfahren größerer Temperaturbereiche läßt sich damit auch die Krümmung der Kennlinie $\Delta f' = f(T)$ so einstellen, daß diese der Kennlinie $-\Delta f = f(T)$ möglichst nahekommt. (Der ebenfalls in die Kennlinie eingehende Widerstand R_{10} wird in Bild 5 durch den Widerstand des Spannungsmessers in Stellung 1 dargestellt.)

Das Einstellen der Temperaturkompensation geht nun wie folgt vor sich: Man stellt zunächst R_7 so ein, daß Brückengleichgewicht herrscht, d. h., daß bei Verändern von R_9 $U_{g0} = 0$ bleibt. Dann stellt man die Frequenz des Oszillators (mit Verdopplung $f = 2 \cdot \frac{f}{2}$) so

ein, daß die am Frequenzmesser abgelesene Differenzfrequenz ($\Delta f = f - n \cdot f_0$) etwa in der Mitte des Anzeigebereiches liegt, und beobachtet noch während des Einlaufens, d. h. einige Minuten nach dem Einschalten, den Lauf der Frequenz Δf , zunächst bei der Einstellung $U_0 \approx 0$. Nach einiger Zeit ist die Frequenz um einen gewissen Betrag abgewichen. Nun wird U_0 (an dem Potentiometer R_9) in dem Sinne verändert, daß die Frequenz um den Abweich-Betrag zurückgeholt wird. Damit ist der Oszillator bereits in erster Annäherung kompensiert. Nachdem der Einlaufvorgang beendet ist, wird das Gerät langsam erwärmt oder abgekühlt. Hierbei wieder aufgetretene Frequenzwanderung wird durch Nachstellen von U_0 erneut auf Null gebracht. (Das Potentiometer R_9 wird zweckmäßigerweise aus dem Gerät herausgeführt, so daß es ohne Öffnen des Wärme- oder Kühlschranks bedient werden kann.) Siehe auch die Erläuterungen zu Bild 13.

Um die Wirkung der Kompensation deutlich zu machen, wurden bei den Versuchen außer der kompensierten auch die unkompensierte Frequenzänderung sowie der Katodenstrom der Reaktanzröhre $Rö2$ registriert, wie oben beschrieben (vgl. Bild 4). In den folgenden Bildern sind einige Original-Registrierungen wiedergegeben. Bild 10 zeigt die den einzelnen Meßgrößen ①...⑤ zugeordneten Maßstäbe auf den Registrierstreifen der Bilder 11 bis 13.

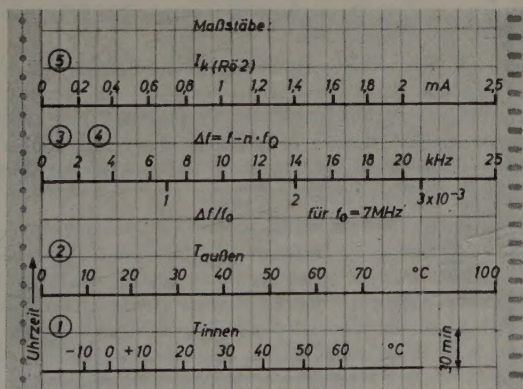


Bild 10. Maßstäbe für die auf den Registrierstreifen (Bild 11 bis 13) erfaßten Meßgrößen bei der Untersuchung der Kompensationswirkung

- | | | |
|---|-----------------------|---------------------------|
| ① Temperatur in Schwingkreisnähe: | T_{innen} | } 1 min ohne Kompensation |
| ② Raumtemperatur in der Umgebung des Gerätes: | $T_{\text{außen}}$ | |
| ③ Frequenzabweichung ohne Kompensation: | Δf | } 1 min mit Kompensation |
| ④ Frequenzabweichung mit Kompensation: | $\overline{\Delta f}$ | |
| ⑤ Katodenstrom der Reaktanzröhre $Rö2$: | I_k | } Kompensation |
| ⑥ Nullpunktskontrolle des Schreibers | | |

Der Streifenvorschub betrug in jedem Falle 2 cm/h, der Punktabstand $6 \times 20 \text{ s} = 2 \text{ min}$.

3.2 Meßergebnisse

Bild 11 gibt zunächst eine Messung wieder, die das grundsätzliche Verhalten der Anordnung erläutern soll. Das Gerät ist bei Beginn der Registrierung (9^h) bereits längere Zeit eingeschaltet, so daß die Frequenz mit und ohne Wirkung der Brückenspannung stabile Werte

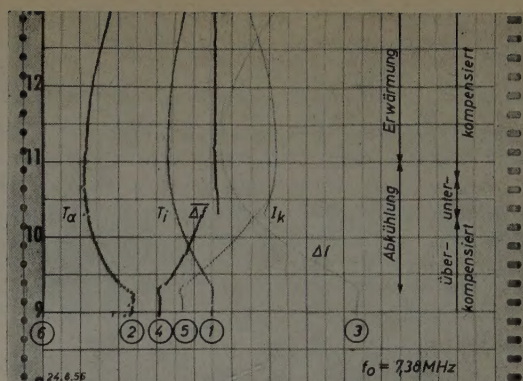


Bild 11. Messung zur Erläuterung des grundsätzlichen Verhaltens der Versuchsanordnung

angenommen hat. Nach Beginn der Abkühlung (9^h 15^m) nimmt die unkompensierte Oszillatorfrequenz (Kurve 3) stark ab ($TK_f = +90 \cdot 10^{-6}/^\circ\text{C}$), während die Kurve 4 ansteigt ($TK_f = -25 \cdot 10^{-6}/^\circ\text{C}$); die vorliegende Einstellung ergibt also Überkompensation. Nach Zurücknahme der Brückenspannung (10^h 20^m) wurde zunächst noch eine geringe Unterkompensation festgestellt ($TK_f = +7 \cdot 10^{-6}/^\circ\text{C}$); die um 10^h 40^m vorgenommene Nachregelung an R_9 ergab dann völlige Kompensation (Kurve 4 parallel zur Zeitachse, $TK_f = 0$).

Besonders deutlich wird die Wirkung der Kompensation im Bild 12. Hier wurde die vorher ermittelte richtige Einstellung der Brückenspannung während des ganzen Versuches unverändert gelassen. Das kalte Gerät wurde, eingesetzt in den geschlossenen, aber zunächst unbeheizten Wärmeschrank, um 10^h 20^m eingeschaltet und der Einlauf registriert. Im Verlauf von 3 Stunden ergab sich eine Zunahme der unkompensierten Frequenz um 8,3 kHz ($\approx 1,1 \cdot 10^{-3}$ bei $f_0 = 7,38 \text{ MHz}$), während die gesamte Frequenzänderung bei Kompensation nur 0,5 kHz ($\approx 7 \cdot 10^{-5}$) beträgt und diese Änderung lediglich

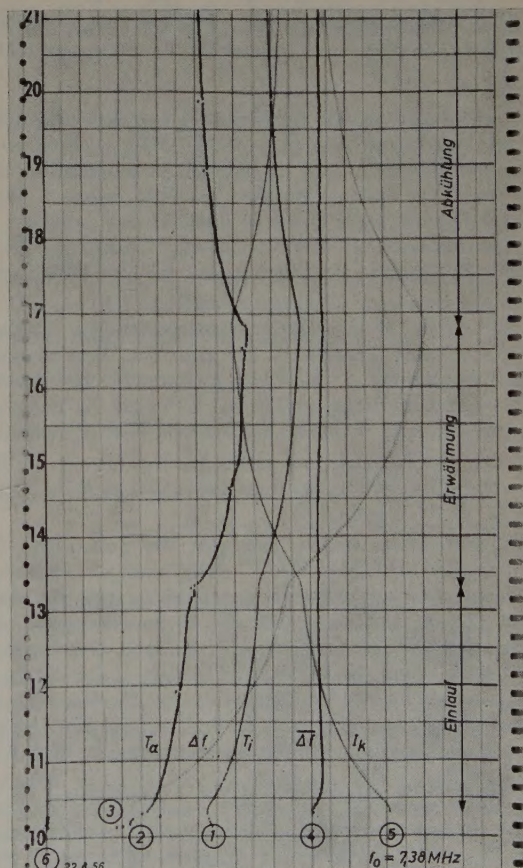


Bild 12. Meßergebnis bei willkürlich festgelegtem Temperaturverlauf (Oszillatorfrequenz: 7,38 MHz)

kann z.B. durch einen Heißeiter geschehen, der durch einen gleichzeitig mit dem Oszillator eingeschalteten Strom indirekt beheizt wird [3]. Eine andere Möglichkeit besteht darin, den durch den Ausgleichswiderstand am Gitter der Reaktanzröhre (R_5 im Bild 3) fließenden Gleichstrom gleichzeitig mit dem Oszillator einzuschalten und diese Stromstärke ($\approx U_0/[R_4 + R_5]$) so zu bemessen, daß sich eine bestimmte Aufheizung des Heißeiters ergibt.

6) Bei Kombination mit einer weiteren Funktion der Reaktanzröhre, z.B. Frequenzmodulation (vgl. Bild 3), kann z.B. die Steuerspannung dem Bremsgitter, die Kompensationsspannung dem Steuergitter zugeführt werden oder umgekehrt [8]. Hierbei etwa auftretende Verschiebungen der Aussteuerung mit der Temperatur (Änderung der Modulations-Steilheit) lassen sich durch Einführung eines weiteren Thermistors kompensieren.

7) Wenn die zusammen mit der Beeinflussung des Blindwiderstandes durch die Reaktanzröhre auftretende Änderung des Wirkwiderstandes (Bedämpfung des Schwingkreises) stört, läßt sich eine Amplitudenbeeinflussung durch einen gesonderten Thermistor erreichen. Im allgemeinen wird man jedoch bei geeigneter Wahl der Schaltung des Oszillators oder der folgenden Stufe hierauf verzichten können.

8) Die Reaktanzröhre läßt sich auch mit dem Oszillator in einem Röhrensystem vereinigen [9].

9) Durch Erzeugung zweier gegen Null symmetrischer Gitterspannungen lassen sich auch Gegentakt-Schubröhren verwenden.

10) Alle bisherigen Überlegungen gelten nicht nur für die Temperaturkompensation der Frequenz eines Oszillators, sondern ganz allgemein für die Konstanthaltung eines Blindwiderstandes, also z.B. bei der Abstimmung eines Schwingkreises oder Filters in einer Verstärkeranordnung (ZF-Diskriminator zur Frequenznachziehung!), der Kapazität in einem RC-Generator oder eines induktiven oder kapazitiven Blindwiderstandes in Meßanordnungen.

11) Die hier behandelte Grundanordnung — temperaturabhängiger Widerstand am Gitter einer Reaktanzröhre — ist natürlich nicht auf die Anwendung zur Temperaturkompensation beschränkt, sondern kann auch zur Erreichung beliebiger Abhängigkeiten einer Oszillatorfrequenz von der Temperatur, z.B. zu Meßzwecken, benutzt werden. Anwendungsbeispiel: Fernmeßsender, dessen Frequenz durch einen im Gerät eingebauten Thermistor von der Gerätetemperatur unabhängig gehalten und durch einen im Meßmedium befindlichen Thermistor mit der Außentemperatur verändert wird. Der letztere kann auch als Strahlungsempfänger ausgebildet sein, so daß eine Abhängigkeit der Senderfrequenz von der aufgenommenen Strahlungsenergie erreicht wird.

Schrifttum

- [1] Frequenzstabile Schwingkreise, Temperaturkompensation. Funktechn. Arbeitsbl. Sk 11 (dort weitere Schrifttumangaben)
- [2] Goetze, H. Ch.: Fortschritte bei den keramischen Kondensatorwerkstoffen — Temperaturkompensation für weite Bereiche. Funkschau Bd. 27 (1955) Nr. 8, S. 158—159
- [3] DRP 877465 v. 24.8.1951/26.5.1953: Anordnung zur Beeinflussung der Frequenz von elektrischen Schwingungen
- [4] Die Elektronenröhre als regelbare Induktivität und Kapazität. Funktechn. Arbeitsbl. Ag 31 (dort weitere Schrifttumangaben)
- [5] Kettel, E.: Ein neuer Steuersender hoher Frequenzkonstanz für UKW-FM-Rundfunksender. Telefunken-Z. Bd. 25 (1952) Nr. 94, S. 60—64
- [6] (Valvo GmbH): NTC-Widerstände, Bl. 200 u. 204. Hamburg 1955
- [7] ● Rint, C. (ed.): Handbuch für Hochfrequenz- und Elektrotechniker, Bd. II, S. 410—411. Berlin 1953, Verl. f. Radio-Foto-Kinotechnik
- [8] ● Fleischer, H.: Frequenz-Modulation, S. 21. Wolfshagen-Scharbeutz 1953, F. Westphal
- [9] Plisch, H. H.: UKW- und Fernseh-Meßsender. Funk-Techn. Bd. 8 (1953) Nr. 4, S. 106—108

(eingegangen am 20. Nov. 1956)

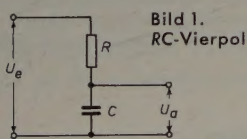
Mitteilung aus dem Technisch-Physikalischen Laboratorium der Olympia-Werke, Wilhelmshaven

H. WITTKE

Fehlerfreie elektronische Integration

DK 621.372.5:517.3

Über eine RC-Schaltung zur fehlerfreien elektronischen Differentiation wurde bereits vom Verfasser berichtet [1]. Mittels einer inversen Schaltung läßt sich auch die fehlerfreie elektronische Integration erzwingen. Damit wird der letzte, auch theoretisch letzte mögliche Schritt zur Durchführung dieser fundamentalen Operation beim analogen Abbilden oder Rechnen vollzogen, nachdem, vom elementaren Vierpol (Bild 1) ausgehend, bisher fünf immer exakter arbeitende Integrationsverfahren [2, 3] bekanntgeworden sind.



Die theoretischen Grundlagen seien erneut in Erinnerung gebracht: Jeder periodische Vorgang läßt sich, in einen elektrischen verwandelt, darstellen als eine Fourierreihe ($\omega \equiv \omega_0$ = Grundfrequenz)

$$u_e = \sum_{\nu=1}^{\infty} S_{\nu} \cdot \sin \nu \omega t + \sum_{\nu=1}^{\infty} C_{\nu} \cdot \cos \nu \omega t$$

Betrachtet man das Verhalten des integrierenden Vierpoles gegenüber einer Partialschwingung der Frequenz ν , so erhält man aus seinem Verhalten dieser Partialschwingung gegenüber ein Bild, wie der ganze Vorgang Oberwelle für Oberwelle verfälscht wird.

Als Beispiel diene der einfache Vierpol (Bild 1).

Es ist

$$u_a = u_e \cdot \frac{1}{R + \frac{1}{j\nu\omega C}},$$

wobei in R der Innenwiderstand der Spannungsquelle von u_a einbezogen ist.

In der Schreibweise

$$u_a = \frac{1}{j\nu\omega} \cdot u_e \cdot \frac{1}{RC} \cdot \frac{1}{1 + \frac{1}{j\nu\omega RC}}$$

erkennt man im Faktor $\frac{1}{j\nu\omega}$ den integrierenden Operator, in $\frac{1}{RC}$ den Maßstab des Integrals und im Faktor $f = \frac{1}{1 + \frac{1}{j\nu\omega RC}}$ den Fehlerfaktor, der Eins sein sollte.

Er ist in komplexer Schreibweise

$$f = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{1}{\nu\omega RC}\right)^2}} \cdot e^{j \arctan \left(\frac{1}{\nu\omega RC}\right)}$$

Der größte Fehler tritt also bereits bei der Grundwelle mit $\nu = 1$ auf; bei den höchsten Oberwellen geht er gegen Null. Wegen dieses Verhaltens des Vierpoles beim Integrieren ist man bisher auch keinen allzu großen Schwierigkeiten begegnet, es sei denn, man habe es mit sehr langsamen Vorgängen zu tun oder es sei eine sehr große Genauigkeit gefordert, wie beispielsweise für die sogenannten Ferrografen, wenn die B-H-Schleifen tatsächlich die Magnetisierungsvorgänge beschreiben und nicht nur oberflächlich abbilden sollen. Sehr langsame Vorgänge können beim Vermessen von Maschinenteilen auftreten, bei denen induktive Geschwindigkeitsgeber $v = F(t)$ liefern, woraus dann die Weg-Zeit-Kurve durch Integration gewonnen wird, die ein Feinbild auch noch der Prellvorgänge beim Abbremsen geben soll. Bei der Grundfrequenz von 5 Hz beispielsweise müßte schon sein

$$\arctan \frac{1}{\omega_0 RC} \approx \frac{1}{\omega_0 RC} = \frac{1}{10 \pi RC} < \frac{\pi}{180} \cdot \varphi_0^0,$$

wenn φ_0^0 den größten Fehlerwinkel bezeichnet. Das heißt, es muß sein $RC > \frac{1,8}{\varphi_0^0}$, was ein $RC \approx 2$ bei bereits $\varphi_0 = 1^\circ$ erfordert.

Solche großen RC -Werte sind wegen der unvermeidbaren Leckströme der Kondensatoren und des ebenfalls nicht zu umgehenden Rauschens der großen Widerstände kaum noch realisierbar.

Kritischer aber ist, daß jeder integrierende Vierpol gegenüber einmaligen Vorgängen, die statt durch eine Fourierreihe mit diskreten

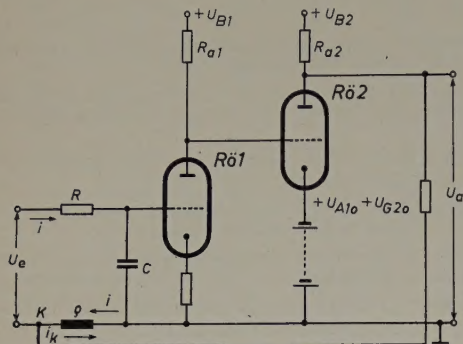


Bild 2. In sich rückgekoppelter aktiver Vierpol, entstanden durch Anschalten eines Verstärkers an einen einfachen RC -Vierpol

Einzelwellen durch das Fourierintegral mit kontinuierlichem Frequenzspektrum dargestellt werden müssen, ein wenig übersichtliches Verhalten zeigt, das eine wirkliche mathematische Analyse bisher noch nicht klären können.

Nach diesem Rückblick sei der im Bild 2 schematisch dargestellte erweiterte Vierpol betrachtet. Dabei sei ein beliebiger Verlauf des Integranden als Eingangsspannung vorausgesetzt.

Im Eingangskreis ist

$$\int_0^t \frac{i dt}{C} + iR + \varrho(i - i_k) = u_e \quad (1)$$

mit

$$u_{st1} = \int_0^t \frac{i dt}{C} \quad (2)$$

also

$$i = C \cdot \frac{d}{dt} (u_{st1})$$

und hinter der ersten Röhre $Rö1$

$$u_{a1} = v_1 \cdot u_{st1} = u_{st2}$$

(v = Verstärkungsfaktor)

und hinter der zweiten Röhre $Rö2$

$$u_{a(2)} = v_2 \cdot u_{st2} = v_1 v_2 u_{st1} \quad (3)$$

Im Kompensationspunkt K gilt beliebig genau

$$\varrho i_k = u_{a(2)} \cdot \frac{\varrho}{\varrho + R_k} = v_1 v_2 \cdot \frac{\varrho}{\varrho + R_k} \cdot u_{st1}$$

Setzt man diesen Wert in (1) ein, dann erhält man unter Beachtung von (2)

$$u_e = u_{st1} + RC \frac{d}{dt} (u_{st1}) + \varrho C \cdot \frac{d}{dt} (u_{st1}) - v_1 v_2 \frac{\varrho}{\varrho + R_k} u_{st1}$$

Macht man jetzt

$$v_1 v_2 \frac{\varrho}{\varrho + R_k} = 1,$$

genähert also

$$\varrho = \frac{R_k}{v_1 v_2} \quad (4)$$

so folgt

$$(R + \varrho) C \cdot \frac{d}{dt} (u_{st1}) = u_e$$

und integriert

$$u_{st1} = \frac{1}{(R + \varrho) C} \cdot \int_0^t u_e dt,$$

was mit (3) dann sofort

$$\frac{v_1 v_2}{(R + \varrho) C} \cdot \int_0^t u_e dt = u_a = \text{const} \int_0^t u_e dt \quad \text{ergibt.}$$

Mit einem RC -Vierpol, der durch einen an C angeschlossenen zwei-stufigen Verstärker zum aktiven Vierpol erweitert ist, wird die Integration der Eingangsspannung exakt durchgeführt. Dieses Ergebnis ist für jeden beliebigen Spannungsverlauf am Eingang richtig.

Brauchbare Werte für die Konstruktion des Integrators sind unter anderen die Kombinationen $R = 500 \text{ k}\Omega$ mit $C = 100 \text{ nF}$, $RC = 5 \cdot 10^{-2} \text{ s}$. Mit $2 \times \text{EF 80}$ erreicht man ohne besondere Mühe $v_1 v_2 = 2500$.

Gibt man also z. B. $u_e = 10 \text{ mV}$ an den Eingang, so wird

$$u_a = \frac{2500}{5 \cdot 10^{-2}} \cdot 10 \cdot 10^{-3} \cdot t \quad V = 500 \cdot t \text{ V}$$

Nach $0,1 \text{ s}$ ist also ein linearer Anstieg der Integralspannung auf 50 V erfolgt, womit man ein Oszillografenbild von $12 \dots 20 \text{ mm}$ Bildhöhe erhält.

Schrifttum

- [1] Wittke, H.: Fehlerfreie elektronische Differentiation. Elektron. Rdsch. Bd. 11 (1957) Nr. 1, S. 7
- [2] Wittke, H.: Elektrische Integrationsverfahren. Frequenz Bd. 9 (1955) Nr. 2, S. 49—57
- [3] Weitzenmiller, F.: Das Elektronenstrahl-Ferroskop, seine Aufgabe und Wirkungsweise. Elektronik Bd. 4 (1955) Nr. 5, S. 105—109
- [4] Heymann, O.: Über die Anzeigefehler elektrischer Differenzier- und Integrationsverfahren. Frequenz Bd. 3 (1948) Nr. 1, S. 1—5

(eingegangen am 4. Febr. 1957)

Elektronische Rechenmaschinen

Forschungslaboratorium für elektronische Rechenanlagen

Das im November 1956 in Zürich-Aldiswil eröffnete Forschungslaboratorium der IBM hat jetzt die Arbeit aufgenommen. Diese Forschungsstelle dient der Grundlagenforschung über elektronische Rechenmaschinen. Direktor der Forschungsstelle ist Herr Dr. A. P. Speiser, Privatdozent an der Eidgenössischen Technischen Hochschule. Hauptaufgaben des von ihm geleiteten Laboratoriums sollen Grundlagenuntersuchungen über Bauteile für elektronische Rechenmaschinen sowie theoretische Arbeiten über ihren logischen Aufbau sein.

Elektronische Rechenmaschinen

im Dienste des Geophysikalischen Jahres

Zur Berechnung der Bahn und des jeweiligen Standortes des künstlichen Erdsatelliten dient eine elektronische Rechenanlage des Typs „IBM 704“. Sofort nach dem Start des Satelliten tritt das elektronische Rechenzentrum des Projektes Vanguard in Washington in Aktion. Auf Grund von Informationen der ständigen Beobachtungsstellen führt die „IBM-704“-Anlage eine genaue Berechnung der Umlaufbahn durch. Diese Berechnungen setzen das Rechenzentrum in die Lage, den Beobachtungsstationen das Auftauchen des Satelliten exakt vorherzusagen. In Europa wird der Satellit nur im südlichsten Italien und Spanien sichtbar sein.

Neue Großrechenzentren in amerikanischen Universitäten

Auf einer Pressekonferenz teilte der Leiter der „EDPM“-Abteilung der IBM, Dr. C. C. Hurd, mit, daß bis 1966 etwa 170 000 Spezialisten für Elektronenrechner gebraucht würden, um die mehr als 10 000 bis dahin in Betrieb befindlichen Anlagen zu bedienen. Eine neue Anlage in der Universität von Kalifornien in Los Angeles steht den Studenten täglich acht Stunden zur Verfügung. Der Bau der dort verwendeten „IBM 705“ soll im Frühjahr 1958 beendet sein. Die Errichtung dieses Großrechenzentrums zu Studienzwecken wurde durch eine Spende der IBM in Höhe von mehreren Millionen Dollar ermöglicht. Außerdem stellte die IBM eine elektronische Großrechenanlage des Typs „704“ im Massachusetts Institute of Technology auf, die hauptsächlich der Bearbeitung technischer und wissenschaftlicher Probleme dient.

Die Verfälschung der Gradation des Fernsehbildes durch Aufhellung des Bildschirmes

DK 621.397.62:621.385.832.032.3:535.612

Eine gleichmäßige Aufhellung des Bildschirmes einer Fernschröhre durch Raumlicht oder durch Erhöhung der Grundhelligkeit hat neben einer Kontrastabnahme auch eine erhebliche Gradationsverzerrung zur Folge. Besonders stark sind hiervon die dunklen Partien des Fernsehbildes betroffen. Für den Fall des Raumlichtes sei angenommen, daß es sich um eine diffuse Aufhellung des Bildschirms handelt und sich damit zur Eigenleuchtdichte des Bildes überall der gleiche konstante Leuchtdichtewert des reflektierten Raumlichtes addiert. Kennt man die Größe der Aufhellung, dann läßt sich empfangsseitig die Gradationsverzerrung durch entsprechende Verformung des Videosignals kompensieren. Der Grad der erforderlichen Verzerrung hängt dabei von der Größe der Zusatzleuchtdichte ab. Der Gesamtkontrast kann durch die Gradationskorrektur selbstverständlich nicht erhöht werden.

1. Gradationsverfälschung einer empfindungsrichtigen Grautreppe

Die durch eine Fremdleuchtdichte entstehende Verfälschung des Gradationsverlaufes läßt sich am besten an Hand eines Videosignals beurteilen, das auf dem Bildschirm eine empfindungsgemäß linear ansteigende Grautreppe erzeugt. Wegen der logarithmischen Augenempfindung muß der Leuchtdichteanstieg der Stufen der Grautreppe exponentiell erfolgen [1]. Es ergibt sich damit für die Stufe x einer n -stufigen Treppe der Leuchtdichtewert

$$B(x) = B_0 \cdot \exp(2,3 x/n \cdot \lg K) \tag{1}$$

Diese Leuchtdichte wird wegen der zwischen Steuerspannung und Leuchtdichtebetrag bestehenden Beziehung $B \sim U^\gamma$ durch eine Steuerspannung

$$U(x) = U_0 \cdot \exp(2,3 x/n \cdot \frac{1}{\gamma} \cdot \lg K) \tag{2}$$

erzeugt. Hierbei ist $K = B_n/B_0$ der Gesamtkontrast der Grautreppe, während γ die Krümmung der Bildröhrenkennlinie beschreibt. Zwischen (1) und (2) besteht dann die Beziehung $B = (B_0/U_0^\gamma) \cdot U^\gamma$. In halblogarithmischer Darstellung sind die Kurven $B(x)$ und $U(x)$ gerade Linien (Bild 1). In diesem Bild ist für eine 30stufige Grautreppe die Abhängigkeit der Leuchtdichte und der Steuerspannung von der Stufennummer x dargestellt. Die Neigung der Geraden $B(x)$ gibt dabei das Leuchtdichteverhältnis benachbarter Stufen der empfindungsrichtigen Treppe an. Das Verhältnis der n -ten zur 0-ten Stufe ist der Gesamtkontrast K . Solange $B(x)$ durch eine Gerade

darstellbar ist, d. h. $B_{x+1}/B_x = B_x/B_{x-1}$ gilt, ist der empfindungsgemäß lineare Verlauf gewährleistet. Es tritt keine Gradationsverzerrung ein. Weicht die Kurve der Leuchtdichte $B(x)$ dagegen vom geradlinigen Verlauf ab, so ergibt sich $B_{x+1}/B_x \neq B_x/B_{x-1}$. Die Empfindungsrichtigkeit ist gestört und damit der Gradationsverlauf verzerrt. Vereinfachend sei angenommen, daß bei fehlender Zusatzleuchtdichte das gesendete Bild mit dem empfangenen Bild — in bezug auf die Verteilung der Grauwerte — identisch sein möge. Bild 1 zeigt weiterhin den Leuchtdichteverlauf, der bei Aufhellung des Bildschirmes durch eine konstante Raumleuchtdichte entsteht: $B(x) + B_R$. Die Krümmung stellt die durch Raumlicht bedingte Verzerrung der Gradation dar. Man erkennt, daß die Abweichung vom geradlinigen Verlauf besonders stark im dunklen Teil der Grautreppe ist. Die Kurve $B'(x)$ stellt dagegen den Leuchtdichteverlauf dar, der bei Erhöhung der Grundhelligkeit des Fernsehbildes dem Betrachter angeboten wird [1]. Beide Kurven erhält man mit dem gleichen Steuerspannungsverlauf $U(x)$. Wie Bild 1 zu entnehmen ist, sind die Grauwerte der Treppe im Falle der Kurven $B'(x)$ und $B(x) + B_R$ im schwarzen Gebiet gegenüber dem weißen Teil der Grautreppe stark zusammengedrängt.

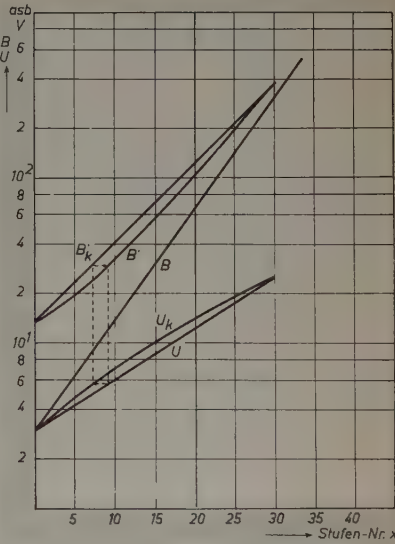


Bild 2. Korrektur der Gradations-Verfälschung infolge Erhöhung der Grundhelligkeit des Fernseh-Schirmbildes

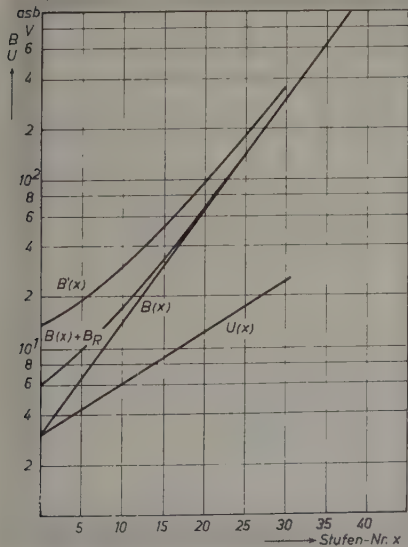
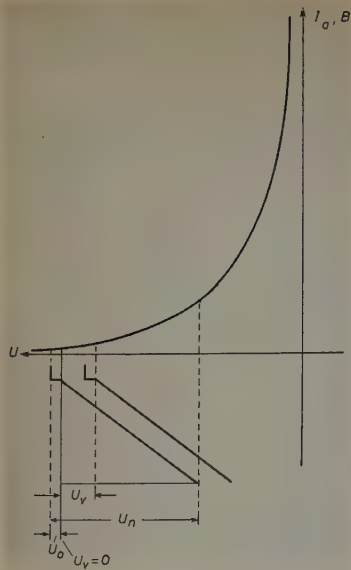


Bild 1. Die Verfälschung der Gradation einer 30 stufigen empfindungsrichtigen Grautreppe durch Raumlicht

Die Entzerrung des Gradationsverlaufes geschieht in der Weise, daß durch die Anfangs- und Endpunkte der betreffenden Leuchtdichtekurve $B'(x)$ bzw. $B(x) + B_R$ im halblogarithmischen Maßstab eine Gerade gelegt wird. Der Kontrast bleibt also unverändert, nur die Größe der Abstufung wird variiert, und zwar werden die dunklen Stufen gedehnt und die hellen Stufen komprimiert. Für den Fall der Kurve $B'(x)$ ergibt sich dann der im Bild 2 dargestellte Leuchtdichteverlauf B'_k . Die Steuerspannung muß nun so geändert werden, daß man diesen Leuchtdichteverlauf bei Vorhandensein der betreffenden Zusatzleuchtdichte erhält. Die Ermittlung der Verzerrungsfunktion für die Steuerspannung kann dabei graphisch, wie im Bild 2 angedeutet, oder rechnerisch erfolgen.

2. Rechnerische Ermittlung der Verzerrungsfunktion

Für den Fall, daß die Gradationsverzerrung durch Erhöhen der Grundhelligkeit des Fernsehbildes entsteht, liegt an der Steuerelektrode der Bildröhre eine Spannung $U' = U + U_0$. U_0 ist dabei die Arbeitspunktverschiebung auf der Bildröhrenkennlinie infolge Er-



← Bild 3. Schematische Darstellung zur Definition der Bezugspunkte auf der Bildröhren-Kennlinie

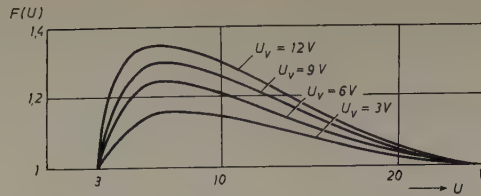


Bild 4. Verzerrungsfunktion F in Abhängigkeit von der Steuerspannung U der Fernseh-Bildröhre

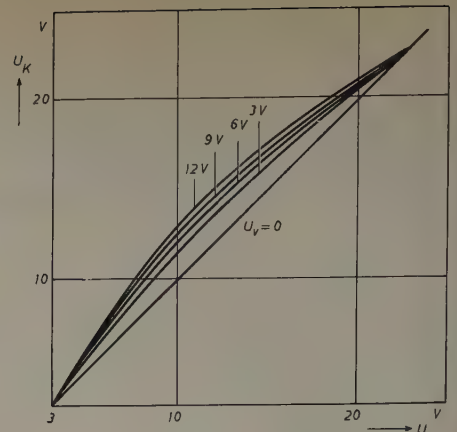


Bild 5. Anwendung der Verzerrungsfunktion auf eine linear ansteigende Spannung (Sägezahn) →

höhung der Grundhelligkeit. Bild 3 zeigt schematisch die Lage des Videosignals bei Verschiebung des Arbeitspunktes um den Betrag U_v . Wie dieser veränderten Steuerspannung ergibt sich ein Leuchtdichteverlauf

$$B'(x) = \frac{B_0}{U_0^\gamma} (U + U_v)^\gamma = \frac{B_0}{U_0^\gamma} (U_0 \exp(2,3 x/n \cdot \frac{1}{\gamma} \cdot \lg K) + U_v)^\gamma \quad (3)$$

Dabei sind die Randwerte

$$B'_0 = \frac{B_0}{U_0^\gamma} (U_0 + U_v)^\gamma \quad \text{und} \quad B'_n = \frac{B_0}{U_0^\gamma} (U_0 \cdot K^{1/\gamma} + U_v)^\gamma$$

Der neue Kontrast ist

$$K' = \frac{B'_n}{B'_0}$$

K' ist kleiner als K . Man sieht schon aus (3), daß der Leuchtdichteverlauf nicht mehr rein exponentiell ist, d. h., die Grautreppe ist nicht mehr empfindungsrichtig. Die Gradationsentzerrung tritt nun so in Erscheinung, daß B'_0 und B'_n die Anfangs- und Endpunkte eines neuen exponentiellen Leuchtdichteverlaufes sind.

Es muß also gelten

$$B'_k = B'_0 \exp(2,3 x/n \lg K') \quad (4)$$

Diese Beziehung liefert dann in dem gewählten halblogarithmischen Maßstab eine Gerade durch die Punkte B'_0 und B'_n . Der Leuchtdichteverlauf ist wieder empfindungsrichtig. Für die Funktion B'_k wird eine modifizierte Steuerspannung U_k benötigt. Es muß gelten

$$B'_k = \frac{B'_0}{U_{k0}^\gamma} (U_k + U_v)^\gamma \quad (5)$$

Mit (3) ergibt sich damit

$$U_k = U_{k0} [\exp(2,3 x/n \cdot 1/\gamma \cdot \lg K')] - U_v \quad (6)$$

Hierbei ist $U_{k0} = U_0 + U_v$ wegen der Bedingung $U_k = U$ für $x = 0$. Die Verzerrungsfunktion ist nun der Quotient der verzerrten Steuerspannung U_k durch die unverzerrte Steuerspannung U . Man erhält also

$$F(x) = \frac{(U_0 + U_v) [\exp(2,3 x/n \cdot 1/\gamma \cdot \lg K')] - U_v}{U_0 [\exp(2,3 x/n \cdot 1/\gamma \cdot \lg K)]} \quad (7)$$

Wegen der Beziehungen

$$K = (U_n/U_0)^\gamma \quad \text{und} \quad K' = [(U_n + U_v) / (U_0 + U_v)]^\gamma$$

$$x/n = \lg(U/U_0) / \lg(U_n/U_0)$$

geht (7) über in

$$F(U) U_v - \text{const} = \left(\frac{U_0 + U_v}{U_0} \right) \cdot \left(\frac{U}{U_0} \right)^{\frac{\lg \frac{U_n + U_v}{U_0 + U_v}}{\lg \frac{U_n}{U_0}}} - 1 - \frac{U_v}{U} \quad (8)$$

Diese Formel gilt für alle $U_0 \leq U \leq U_n$ und $U_v = 0 \dots U_{v \max}$. Sie enthält nur noch die Steuerspannung U , die Vorspannung U_v und

die Grenzen des Aussteuerbereiches, den Schwarzwert U_0 und den Weißwert U_n . Wie man leicht sieht, erfüllt (8) die Bedingungen $F(U) = 1$ für $U_v = 0$, $F(U) = 1$ für $U = U_0$ und $U = U_n$, wie zu fordern.

An Hand eines Beispiels (Bild 4) sei der Verlauf der Verzerrungsfunktion $F(U)$ erläutert. Es sei $U_0 = 3$ V, $U_n = 25$ V (vgl. Bild 1 und 2). U_v nehme die Werte 3, 6, 9 und 12 Volt an. Damit ergibt sich, aufgetragen über der Steuerspannung U , die im Bild dargestellte Kurvenschar. Man sieht, daß für kleine Steuerspannungen, d. h. für die dunklen Stufen der Grautreppe, eine erhebliche Verzerrung erforderlich ist. F nimmt maximale Werte bis zu 1,35 an. Bild 5 zeigt die Anwendung dieser Verzerrungsfunktion auf eine linear ansteigende Steuerspannung. Die Kurven können als das verzerrte Bild eines Sägezahns hinter der Gradationsentzerrung aufgefaßt werden. Durchläuft das Videosignal, das eine exponentielle Leuchtdichteverteilung gemäß Bild 1 auf dem Bildschirm bewirkt, die Gradationsentzerrungsschaltung, so ergibt sich die im Bild 6 dargestellte Kurven-

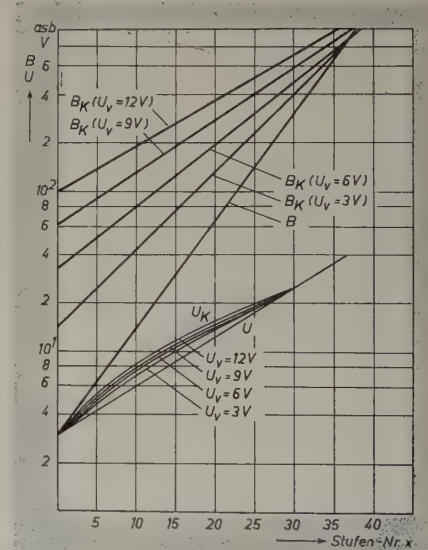


Bild 6. Korrigierte Steuerspannungen U_k für verschiedene Arbeitspunkte U_v und die damit erhaltenen Leuchtdichtekurven

schar. Daraus geht hervor, daß sich mit den verzerrten Steuerspannungen U_k wieder empfindungsrichtige Leuchtdichteverläufe herstellen lassen.

3. Einfache Schaltungen zur Gradationskorrektur in Fernsehempfängern

Die bisher beschriebene Gradationsentzerrung bezog sich nur auf die Verfälschung durch Erhöhung der Grundhelligkeit des Fernsehbildes. Der dadurch entstehende Fehler in der Gradation läßt sich durch einfache Schaltungen im Empfänger kompensieren. Allgemein ist zu fordern, daß bei Gradationsregelung der Wert der Steuerspannung — entsprechend der Bedingung $F(U) = 1$ für $U = U_n$ — für alle Werte U_v nicht verändert werden darf. Ferner ist auch auf exakte Konstanthaltung des Schwarzpegels zu achten. Außerdem soll eine

möglichst geringe Beeinflussung des Frequenzganges der Amplitude durch den Regelmechanismus erfolgen. Der Kontrast wird zweckmäßigerweise vor der Entzerrerschaltung geregelt und die Entzerrung für maximale Kontrasteinstellung ausgelegt. Außerdem soll sich die Höhe des Synchronimpulses durch die Gradationskorrektur möglichst nicht verändern. Eine Anordnung, die diese Bedingungen annähernd erfüllt, zeigt Bild 7. Die Amplitude des Videosignals wird direkt hinter dem Videogleichrichter — beispielsweise an dessen Arbeitswiderstand — geregelt (Kontrast). Über eine RC-Kopplung mit Schwarzsteuerungsdiode gelangt das BAS-Signal auf eine Brückenschaltung, die aus zwei parallelgeschalteten Spannungsteilern besteht, von denen einer als nichtlineares Element eine Germaniumdiode enthält.

Die Mitten der beiden Spannungsteiler sind durch ein Potentiometer überbrückt, dessen Wert etwa das 10fache des Gesamtwiderstandes eines Längskreises ist. Man stellt die Spannungsteiler so ein, daß am Abgriff des Potentiometers in den beiden Endstellungen jeweils der gleiche Spannungsbetrag auftritt, und zwar im Bild 7 am rechten Ende die unverzerrte und am linken die verzerrte Spannung. Durch Verschieben des Abgriffs ergibt sich ein kontinuierlicher Übergang zwischen beiden Endwerten. Koppelt man dieses Potentiometer mit der Grundhelligkeitseinstellung, dann erhält man die Möglichkeit, bei Erhöhung der Grundhelligkeit automatisch die Gradation in der gewünschten Weise entzerren zu können. Die im Bild 5 gezeigte Anwendung der Gradationsentzerrung auf eine Sägezahnspannung kann in einfacher Weise zum Abgleich der Gradationsentzerrungsschaltung dienen. Zu diesem Zweck benutzt man die dort dargestellten Kurven in Form einer Schablone, betrachtet das verzerrte Videosignal auf einem Oszillografen und versucht nun, die Kurven mit dem Oszillogramm möglichst gut zur Deckung zu bringen, wobei man davon ausgeht, daß Anfangs- und Endpunkt der Kurven mit dem kleinsten und größten Wert der Sägezahnspannung koinzidieren.

Bild 8 zeigt eine andere Anordnung zur Gradationsentzerrung, die gegenüber der im Bild 7 dargestellten Schaltung den Vorteil des kleineren Aufwandes hat. Die Gradationsentzerrung erfolgt hier mit Hilfe eines Spannungsteilers, dessen einer Teil aus einer Germaniumdiode besteht. Der Diode wird über einen Vorwiderstand und ein Potentiometer — wie das Bild zeigt — eine negative Vorspannung zugeführt. Die Regelung arbeitet in der Weise, daß einerseits durch Verschieben des Abgriffs des Potentiometers das Spannungsteilverhältnis und andererseits gleichzeitig die Größe der Vorspannung der Diode geändert wird. Dadurch gelangt man aus dem linearen Teil der Diodenkennlinie in den quadratischen Teil, und es erfolgt der Übergang von der nichtentzerrten zur entzerrten Steuerspannung. Die Schaltung hat außer der kleineren Zahl an Bauelementen den Vorteil, daß die Beeinflussung des Frequenzganges der Amplitude am oberen Frequenzbandende erheblich kleiner ist. Die im Bild 7 und im Bild 8 gezeigten Anordnungen verringern bei der angegebenen Dimensionierung die Videospannung etwa auf die Hälfte.

In der im Bild 7 gezeigten Schaltung kann die Gradationsentzerrung für die hohen Frequenzen durch eine Kapazität zwischen dem oberen

Ende der Brücke und dem Gitter der Video-Endröhre aufgehoben werden. Das ist zweckmäßig, da eine Gradationsentzerrung der hohen Frequenzen (kleine Details des Fernsehbildes) meist nicht erforderlich ist.

4. Einbeziehung der Aufhellung durch Raumlicht in die Gradationsregelung

Bisher war im wesentlichen von einer Gradationskorrektur in Verbindung mit der Veränderung der Grundhelligkeit die Rede. Wie Bild 1 zeigte, tritt aber auch mit der Aufhellung durch Raumlicht eine Verfälschung der Gradation des Fernsehbildes ein. Es wäre deshalb wünschenswert, auch diesen Einfluß auf die Gradation zu kompensieren. Das ist zwar prinzipiell möglich, jedoch muß man dazu den Zusammenhang zwischen der Größe der Raumbeleuchtung und einer dadurch bedingten Erhöhung der Grundhelligkeit des Fernsehbildes kennen [1]. Es muß eine feste Beziehung zwischen der auftretenden Raumbeleuchtung und der eingestellten Grundhelligkeit hergestellt werden. Die bisher beschriebene Entzerrung bezog sich nämlich — genau genommen — nur auf einen vollständig dunklen Raum. Nur dort wurde eine Veränderung der Grundhelligkeit des Fernsehbildes gradationsmäßig korrigiert. Es ist nun auch für den Fall einer Raumbeleuchtung zu prüfen, ob zumindest eine näherungsweise Beziehung zwischen dem Grad der Raumaufhellung und der minimal einzustellenden Grundhelligkeit besteht. Ein Kriterium dafür ist die Forderung, daß in den schwarzen Bildpartien die Zeilen gerade erkennbar sein sollen. Man kann dann für den Fall mäßiger Raumbeleuchtung ansetzen, daß die auf dem Schirm durch das Raumlicht erzeugte Leuchtdichte etwa gleich der Leuchtdichte in den schwarzen Bildteilen ist. Damit wird die Gradationsverzerrung durch Raumaufhellung der Rechnung zugänglich, und die erforderliche Entzerrungsfunktion kann durch eine ähnliche Ableitung, wie sie oben durchgeführt wurde, gewonnen werden.

Einfacher und schneller führt jedoch eine graphische Ermittlung zum Ziel. Auf diese Weise sind die im Bild 9 dargestellten Kurven entstanden. Der Leuchtdichte B'_k im Bild 2 ist ein konstanter Wert B'_R , der dem Leuchtdichtewert $B'_0 - B_0$ entspricht — in diesem Falle gleich 11 asb —, hinzugefügt worden. Damit ergibt sich der verzerrte Verlauf $B'_k + B'_R$. Führt man die Steuerspannung U in den verzerrten Verlauf U_k über, so erhält man wieder eine exponentielle Leuchtdichtekurve, die durch die Gerade B'' dargestellt ist. Der neue Kontrast K'' ist nur noch 16, aber die Grautreppe ist wieder empfindungsrichtig. Man erkennt, daß zum Kompensieren auch des Einflusses des Raumlichts eine wesentlich stärkere Verzerrung der Steuerspannung erforderlich ist (vgl. die Kurven U_k und U'_k). Die Ermittlung des Spannungsverlaufs U'_k erfolgt in der gleichen Weise wie die im Bild 2 schematisch skizzierte Feststellung des Kurvenverlaufs U_k .

Schrifttum

- [1] Suhrmann, R.: Kontrast und Graustufen im Fernsehbild. Elektron. Rdsch. Bd. 11 (1957) Nr. 2, S. 43—46

(eingegangen am 2. Jan. 1957)

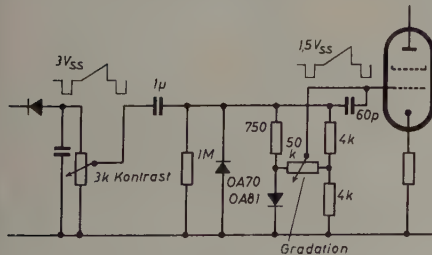


Bild 7. Schaltung zur Gradationskorrektur im Gitterkreis der Video-Endröhre

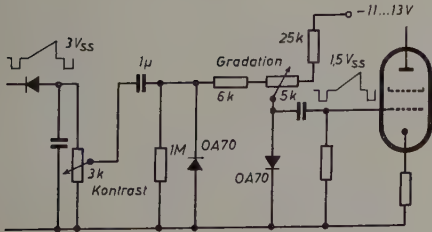
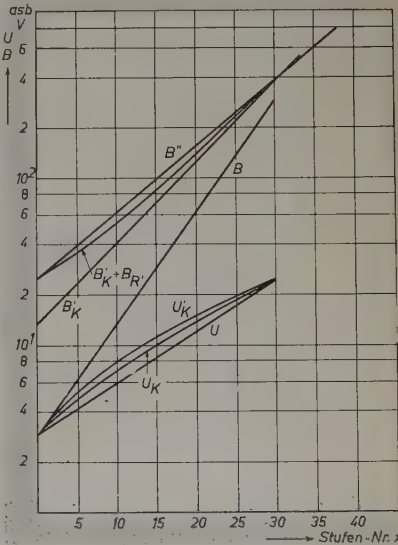


Bild 8. Vereinfachte Schaltung zur Gradationskorrektur im Gitterkreis der Video-Endröhre

Bild 9. Ausgleich der Gradations-Verzerrung von Raumlicht und Grundhelligkeit
 $B_R = 11$ asb; $B_0 = 14$ asb; $K'' = 16$



R. HÜBNER

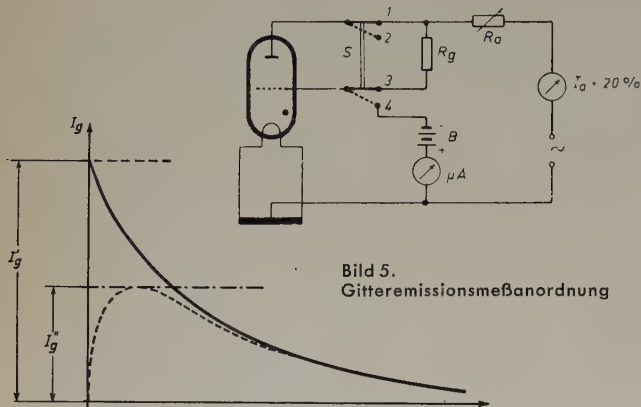
Die Prüfung von Thyratrons

Fortsetzung aus ELEKTRONISCHE RUNDSCHAU Bd. 11 (1957) Nr. 2, S. 57

DK 621.385.38.001.4

5.2 Emissionskontrolle

R_a wird dabei nach Bild 5 so eingestellt, daß die gezündete Röhre beispielsweise mit $I_{a\max} + 20\%$ belastet ist. Diese Mehrbelastung wird gewählt, um das Gitter über das Normale hinaus zu erwärmen. Das Gitter wird über R_g an die Anode gelegt. Mittels des Umschalters S wird sodann einerseits der Anodenstromkreis geöffnet, andererseits eine genügend negative Vorspannung ans Gitter gegeben. Der maximale Ausschlag des μ -Amperemeters (I'_g) wird, wie in Bild 5 dargestellt, abgelesen. Die im Umschaltzeitpunkt auftretende Strom-

Bild 5.
Gitteremissionsmeßanordnung

spitze ist I'_g ; nach dieser Stromspitze klingt der Strom aperiodisch ab. Infolge der Trägheit des Instrumentes mißt man jedoch nicht den tatsächlichen Spitzenwert I'_g , sondern einen kleineren Wert I''_g . Dieser stellt einen festen Erfahrungswert dar und kann gut als Vergleichswert zu Serienmessungen verwendet werden. (Sobald beispielsweise bei einer Röhre der Wert I''_g überschritten wird, scheidet sie aus.)

6. Sperrspannungsprüfung

Die einfachste Prüfmethode wäre die, die Röhre in einen üblichen Gleichrichterkreis zu schalten und sie bei entsprechender Belastung und Anodenspannung hinsichtlich ihrer Sperrspannungsfestigkeit zu beobachten. Diese Methode hat aber den Nachteil, daß sie für Röhren höherer Sperrspannung und höheren Anodenstromes einen sehr beträchtlichen Aufwand an Gleichrichtertransformatoren, Sicherheitsvorrichtungen und Lastwiderständen erfordert. Daher bleibt sie mehr oder weniger auf die Messung von Mittelspannungsthyratrons beschränkt, wobei man sich mit einer Einphasenmittelpunktschaltung nach Bild 6 begnügt. Um eine gleichmäßige Temperaturverteilung

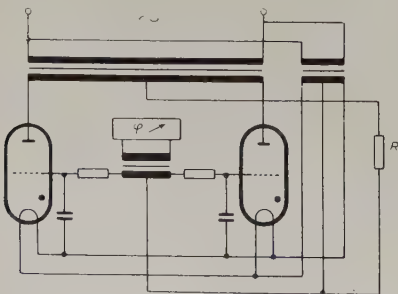


Bild 6. Schaltungsanordnung (Einphasenmittelpunktschaltung) zur Prüfung von gasgefüllten Gleichrichterröhren und Thyratrons auf ihre Sperrspannungsfestigkeit. R ist ein hinreichend großer Wasserwiderstand

längs des Heizfadens zu sichern und damit exaktere Meßergebnisse zu erhalten, verwendet man zweckmäßig phasenverschobene Heizspannung („quadrature operation“ = 90° Phasenverschiebung zwischen Anoden- und Heizspannung). Als Last benutzt man zweckmäßigerweise einen Wasserwiderstand mit entsprechender Wärmeabfuhr. Die Sekundärspannung U_{eff} wird dabei um etwa 20% höher gewählt, als der höchstzulässigen Sperrspannung U_{inv} entsprechen würde, also $U_{\text{eff}} = 1,2 \left(\frac{U_{\text{inv}}}{2 \sqrt{2}} \right)$. Mit dieser Spannungserhöhung berücksich-

tigt man folgende Faktoren, die einen Einfluß auf etwaige Rückzündungen nehmen können: 1. Strom am Beginn der Kommutation; 2. negative Spannung unmittelbar nach der Kommutation; 3. Kommutationszeit (Bild 7); 4. die bei Mehrphasengleichrichtern sich ergebenden Stromüberlappungen. Von diesen sind die ersten drei bei edelgasgefüllten Röhren von Bedeutung.

Die Röhre wird zweckmäßigerweise mit dem maximal zulässigen Anodenspitzenstrom I_{ap} unter höchstzulässiger Temperatur ($60 \dots 70^\circ \text{C}$) belastet. Vor jeder Prüfung muß man sich selbstverständlich über die zulässige Sperrspannung und die Art der Füllung der Röhre vergewissern. Bei Hg-gefüllten Röhren oder Mischfüllungs-Thyratrons muß die Temperaturabhängigkeit berücksichtigt werden, während Edelgasröhren über einen weiten Temperaturbereich (etwa -50 bis $+70^\circ \text{C}$) temperaturunabhängige Charakteristiken aufweisen.

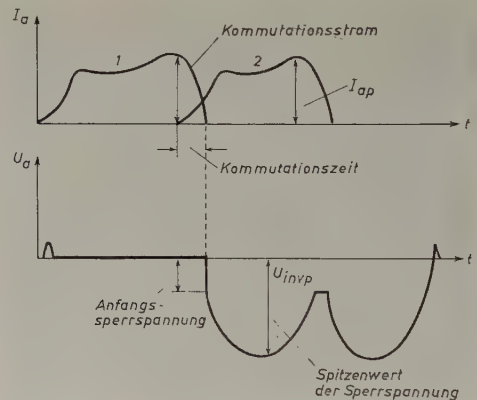


Bild 7. Typische Wellenformen, die beim Dreiphasen-Gleichrichter an einer Röhre auftreten können

Für Röhren höherer Spannung und höherer Ströme wird zur Verringerung des Gleichrichteraufwandes der sogenannte „cheater circuit test“ (Bild 8) angewandt, der mittels eines Kunstgriffes die in Wirklichkeit gegebenen Betriebsverhältnisse nachbildet. Diese Prüfeinrichtung besteht einerseits aus einem Starkstrom-Niederspannungskreis A und andererseits aus einem Hochspannungs-Schwachstromkreis B. Der Kreis A enthält 2...3 Hochleistungsthyratrons in Serie geschaltet (z.B. Hochspannungsthyratrons mit $I_{a\max} = 25 \text{ A}$, $U_{\text{inv max}} = 16 \text{ kV}$), die zur Gewährleistung gleichmäßigen Zündens mittels hochohmiger Widerstände R_1 und $R_2 \dots$ miteinander verbunden sind. Während der positiven Halbwelle der Netzspannung schicken diese Röhren einen kräftigen Strom I_a durch die Prüfröhre, während in der darauffolgenden negativen Halbwelle die gegen geschaltete Gleichrichterröhre B in Funktion tritt und eine hohe negative Sperrspannung an die Röhre legt. Der Kreis B hat eine hohe Impedanz, daher fließt im Falle von Rückzündungen nur ein sehr kleiner Strom durch ihn, der von einer kleinen Hochvakuumgleich-

Kales, M. L.: Topics in guided wave propagation in magnetized ferrites. *Proc. Inst. Radio Engs.* Bd. 44 (1956) Nr. 10, S. 1403—1409, 5 B.

DK 536.114:669.112.228.1

Gieseke, W.: Der Ferrimagnetismus der Ferrite. *Siemens-Z.* Bd. 31 (1957) Nr. 1, S. 1 bis 8, 14 B.

DK 538.221:621.318

Paulk, E., u. Reichel, K.: Fortschritte auf dem Gebiet der magnetischen Werkstoffe und ihrer Anwendung. *AEG-Mitt.* Bd. 46 (1956) Nr. 11/12, S. 337—348, 9 B., 4 T.

DK 621.318.1

Prache, P.-M.: Structures granulaires ferromagnétiques. *Cables & Transmission* Bd. 11 (1957) Nr. 1, S. 32—65, 34 B.

DK 621.316:727.546.723.3.7

Scharfman, H.: Three new ferrite phase shifters. *Proc. Inst. Radio Engs.* Bd. 44 (1956) Nr. 10, S. 1456—1459, 10 B.

DK 538.213:546.723.3.7

Spencer, E. G., Auhl, L. A., u. LeCruu, R. C.: Intrinsic tensor permeabilities on ferrite rods, spheres, and disks. *Proc. Inst. Radio Engs.* Bd. 44 (1956) Nr. 10, S. 1311—1317, 12 B.

DK (537.226.1+537.311):546.723.3.7
van Uiterl, L. G.: Dielectric properties of and conductivity in ferrites. *Proc. Inst. Radio Engs.* Bd. 44 (1956) Nr. 10, S. 1294—1302, 19 B.

Meßtechnik, Meßgeräte

DK 537.324.001.4

Morris, P. R.: Inductance-type thermocouple tester. *Instrument. & Autom.* Bd. 29 (1956) Nr. 11, S. 2217—2219, 2 B.

DK 621.373.4:621.317.761

Piesch, J.: Über die letzten Entwicklungen im Bau von Meßstromquellen und Meßstromverstärkern. *Elektrotechn. u. Maschl.* Bd. 73 (1956) Nr. 24, S. 557—561, 12 B.

DK 621.317.76

Becker, G.: Theorie und Praxis einer Anordnung für Frequenzmessung höchster Genauigkeit. *Arch. elektr. Übertr.* Bd. 10 (1956) Nr. 8, S. 316—325, 7 B., 1 Tab.

DK 621.317.733:621.316:72:621.317.7.087.6

Nelhm, H.: Direktanzeigende und registrierende Kompensatoren und Meßbrücken für die industrielle Anwendung. *Ind.-Elektronik* Bd. 4 (1956) Nr. 2/3, S. 3—9, 11 B.

Neß, H.: Die Texturbestimmung metallischer Werkstoffe mit einem Zahnhirngonimeter. *Siemens-Z.* Bd. 31 (1957) Nr. 1, S. 23 bis 30, 16 B.

DK 621.373.4:621.317.7.029.4.62

Ramundt, H. E., Schulz, K., u. Rahn, J.: Wobblender für den Frequenzbereich von 50 kHz bis 225 MHz mit quartzgesteuerten Frequenzmarkenskalen. *Rohde & Schwarz-Mitt.* (1956) Nr. 8, S. 19—24, 11 B.

DK 621.317.761

Sattberg, K.: Zeigerfrequenzmesser. *Arch. techn. Mess. Lfg. 232* (1957) V 3612—9, S. 5 bis 8, 14 B.

DK 621.317.727.2.088

Angersbach, F.: Über die Genauigkeit von Messungen mit dem Gleichstrom-Kompensator. *Arch. techn. Mess. Lfg. 231* (1956) J 930—1, S. 281—284, 4 B.

DK 621.185:621.3.082

Thiele, G.: Drehzahlmessung mit elektronischem Drehzahlmesser und Kompensator. *Ind.-Elektronik* Bd. 4 (1956) Nr. 2/3, S. 26 bis 28, 3 B.

DK 621.944.145.082

Nelhm, H., u. Haase, M.: Elektronische Meß-, Registrier- u. Signalanlagen zur Betriebsüberwachung des Walzprozesses. *Ind.-Elektronik* Bd. 4 (1956) Nr. 2/3, S. 10—17, 14 B.

Elektrotechnik

DK 621.314.5

Fiberich, L., u. Schmaldenberg, W.: Einanoden-Stromrichter. *Siemens-Z.* Bd. 30 (1957) Nr. 12, S. 573—579, 6 B.

DK 621.314.58

Möllgen, G.: Stromrichter in Kreuzschaltung und Gegenparallelschaltung. *Siemens-Z.* Bd. 30 (1956) Nr. 12, S. 580—585, 10 B.

Fernmeldetechnik

DK 621.39:688.741

Hahn, H.-P.: Nachrichtentechnik im modernen Theater. *Elektrotechn. Z.-B.* Bd. 8 (1956) Nr. 11, S. 431—435, 5 B.

DK 621.395.663

Herlitz, W.: Ein Prüfgerät für den 16-kHz-Gebührenanzeiger. *Nachr.-Techn. Z.* Bd. 10 (1957) Nr. 1, S. 16—19

DK 621.395.62

Cobb, L. J.: A portable telephone set for military use. *Bell Lab. Rec. Bd.* 34 (1956) Nr. 10, S. 381—385, 4 B.

Fernsehen, Bildübertragung

DK 621.397.621

Reker, H.: Die Waagrecht-Synchronisierung beim Fernsehempfang. *Elektrotechn. Z.-B.* Bd. 9 (1957) Nr. 1, S. 15—19, 18 B.

DK 621.385.832:621.397.9

Neuhäuser, R. G.: Camera tubes for color television broadcast service. *J. Soc. Motion Picture Televis. Engs.* Bd. 65 (1956) Nr. 12, S. 636—642, 9 B.

DK 621.397.662:778.534.7

Brunner, F.: Über Bildmischrichtungen in Fernsehstudiosanlagen. *II. Elektrotechn. u. Maschl.* Bd. 74 (1957) Nr. 2, S. 34—38, 2 B.

DK 621.397.9

Kirschstein, R., Müller, J., u. Schmidt, K. O.: Die Benützung des CCIR u. eine europäische Norm für das farbige Fernsehen. *Nachr.-Techn. Z.* Bd. 10 (1957) Nr. 1, S. 20—27, 1 Tab.

DK 621.397

Müller, J.: Die Ergebnisse der VIII. Vollversammlung (Warschau 1956) auf dem Gebiet des Schwarz-Weiß-Fernsehens. *Nachr.-Techn. Z.* Bd. 10 (1957) Nr. 1, S. 27—30, 5 B.

DK 628.964.5:621.316.75:621.397.9

Thompson, J. W.: Switching and controls for color and monochrome TV studios. *J. Soc. Motion Picture Televis. Engs.* Bd. 65 (1956) Nr. 12, S. 643—645, 4 B.

DK 621.397.262:621.3.018.42

Neidhardt, P.: Informationsinhalt und Frequenzbandbreite des Chrominanzsignals im Farbfernsehverfahren mit einem Zwischenträger. *Nachr.-Techn. Bd. 6* (1956) Nr. 12, S. 529—533, 6 B.

DK 681.41:621.397.62

Lindner, P., u. Kosche, E.: Ein neuer optischer Meßsucher für Fernsehkameras. *Nachr.-Techn. Bd. 6* (1956) Nr. 12, S. 538—544, 13 B.

Elektroakustik

DK 534.563:534.83

Hawley, M. E.: Speech communications in noise: some problems. *J. acoust. Soc. Amer.* Bd. 28 (1956) Nr. 6, S. 1256—1260, 3 B.

DK 534.563:681.612

Chao, Y. R.: Linguistic prerequisites for a speech writer. *J. acoust. Soc. Amer.* Bd. 28 (1956) Nr. 6, S. 1107—1109

DK 534.563:681.612

Olson, H. F., u. Belar, H.: Phonetic typewriter. *J. acoust. Soc. Amer.* Bd. 28 (1956) Nr. 6, S. 1072—1081, 24 B.

Kirk, R. E.: Learning, a major factor influencing preferences for high-fidelity reproducing systems. *J. acoust. Soc. Amer.* Bd. 28 (1956) Nr. 6, S. 1113—1116, 4 Tab.

DK 534.83:621.38

Olson, H. F.: Electronic control of noise, vibration and reverberation. *J. acoust. Soc. Amer.* Bd. 28 (1956) Nr. 5, S. 966—972, 20 B.

DK 621.395.61:534.83.08

Levine, L. M., u. Herskowitz, J.: Measurement of noise canceling effectiveness of microphones. *J. acoust. Soc. Amer.* Bd. 28 (1956) Nr. 5, S. 973—976, 6 B., 2 Tab.

DK 534.784:534.563

Howard, C. R.: Speech analysis-synthesis scheme using continuous parameters. *J. acoust. Soc. Amer.* Bd. 29 (1956) Nr. 6, S. 1091—1098, 12 B.

DK 534.86:792.02

Henrichs, Th.: Die Elektroakustik in der modernen Bühnentechnik. *Elektrotechn. Z.-B.* Bd. 8 (1956) Nr. 11, S. 435—438, 7 B.

DK 534.563:534.784

Flanagan, J. L., u. House, A. S.: Development and testing of a formant-coding speech compression system. *J. acoust. Soc. Amer.* Bd. 28 (1956) Nr. 6, S. 1099—1106, 8 Tab.

DK 534.784.08:621.385

Wren, J., u. Stubbs, H. L.: Electronic binary selection system for phoneme classification. *J. acoust. Soc. Amer.* Bd. 28 (1956) Nr. 6, S. 1082—1091, 16 B., 1 Tab.

Elektronisches Rechnen und Zählen

DK 681.142.83

Astrahan, M. M., Housman, B., Jacobs, J. F., Mayer, R. P., u. Thomas, W. H.: Logical design of the digital computer for the SAGE system. *IBM J. Res. & Develop.* Bd. 1 (1957) Nr. 1, S. 76—83, 5 B.

DK 681.176:621.373.444.1

Klein, M. L., Williams, F. K., u. Morgan, H. C.: Digital time and sequence control. *Instrument. & Autom.* Bd. 29 (1956) Nr. 12, S. 2405—2407, 11 B.

DK 681.176:621.385

Bernard, P.: Electronique et numération. *Electronique ind.* (1957) Nr. 12, S. 198—202, 2 B.

DK 681.142.83

Nussbaumer, H.: Les machines à calculer analogiques. *Electronique ind.* (1957) Nr. 12, S. 219—222, 228

DK 621.375.3:628.973:688.741
Watzinger, H.: Magnetverstärker für die Lichtsteuerung in Bühnenbeleuchtungsanlagen. *Elektron. Z.-Bd. 8* (1956) Nr. 10, S. 407—411, 13 B.

DK 621.375.018.424
Kason, J.: Wide band amplifier design. *Electronic Engng. Bd. 29* (1957) Nr. 347, S. 39—41, 8 B.

DK 621.375.001.1
Bruene, W. B.: Linear power amplifier design. *Proc. Inst. Radio Engng. Bd. 44* (1956) Nr. 12, S. 1754—1759, 12 B.

DK 621.375.4
Loary, H. R.: Un amplificateur haute fidélité équipé de transistors. *TSF et TV Bd. 56* (1956) Nr. 5, S. 311—314, 7 B.

DK 621.375.132
O'Connor, D. J.: Resistance-capacitance-tuned amplifiers using negative feedback. *Electronic Engng. Bd. 28* (1956) Nr. 346, S. 536 bis 539, 4 B.

DK 621.375.4:621.316.79:536.5
Stuart-Monketh, G.: Temperature stability of transistor amplifiers. *Electronic Engng. Bd. 28* (1956) Nr. 346, S. 544—547, 1 B.

DK 621.375.4:621.397.62
Bruuna, G.: Common-emitter transistor video amplifiers. *Proc. Inst. Radio Engng. Bd. 44* (1956) Nr. 11, S. 1561—1572, 17 B.

DK 621.375.2
Mahler, G.: Gestaffelte Tiefpaßverstärker mit hoher Grenzfrequenz. *Frequenz Bd. 10* (1956) Nr. 10, S. 319—328, 20 B.

Antennen

DK 621.396.677.71
Drabowitch, S.: L'antenne à panneau directif et ses dispositifs d'alimentation. *Rev. techn. C.F.T.H. (Sept. 1956)* Nr. 23, S. 47—73, 18 B.

DK 621.396.677.71
Angelakos, D. J., u. Korman, M. M.: Radiation from ferrite-filled apertures. *Proc. Inst. Radio Engng. Bd. 44* (1956) Nr. 10, S. 1463 bis 1468, 13 B.

DK 621.396.677
Brown, J., u. Spector, J. O.: The radiating properties of endfire aerials. *Proc. Inst. Electr. Engng. Bd. 104* (1957) Nr. 13 B, S. 27 bis 34, 9 B.

DK 621.396.674
Huber, F. R.: Rundstrahlantennen für große Mastquerschnitte. *Isolde & Schwarz-Mitt.* (1956) Nr. 8, S. 25—38, 30 B.

DK 621.396.67
Bloch, A.: N-terminal networks. Some theorems with applications to the directive properties of aerial arrays. *Wireless Eng. Bd. 33* (1956) Nr. 12, S. 295—300, 3 B.

DK 621.396.677
Bernadt, W.: Richtantennen-Anlagen von Rundfunk-Sendern im Mittel- und Langwellen-Bereich. *Telefunken-Z. Bd. 29* (1956) Nr. 112, S. 75—86, 17 B., 1 Tab.

Fertigung elektronischer Geräte

DK 621.396.62.018.422.001.4
Icenbice, P. J., u. Felhauer, H. E.: Linearity testing techniques for sideband equipment. *Proc. Inst. Radio Engng. Bd. 44* (1956) Nr. 12, S. 1775—1782, 10 B.

Fotozellen, Fotoelektrik, Glimmröhren

DK 621.383
Blet, G.: Recherches théoriques et pratiques sur les cellules photo-électriques à couche d'arrêt (suite) XI — Cellules photo-électriques à couche d'arrêt et loi de Talbot. *Mesures de Contrôle ind. Bd. 21* (1956) Nr. 235, S. 883—888, 15 B.

DK 535.376:546.472.21
Zalm, P.: The electroluminescence of ZnS type phosphors. *Philips' Res. Rep. Bd. 11* (1956) Nr. 5, 353—399, 28 B.

DK 621.383
Thureau, P., u. Rouault: Les photocellules à multiplicateurs d'électrons. *Toute la Radio Bd. 23* (1956) Nr. 210, S. 361—364, 9 B., 2 Tab.

Bauelemente

DK 621.315.212
Kriegel, L.: Abschirmwirkung von Außenleitern flexibler Koaxialkabel. *Telefunken-Z. Bd. 29* (1956) Nr. 114, S. 256—266, 18 B.

DK 621.316.5.064.43
Ittner, W. B., u. Ullah, H. B.: The erosion of electrical contacts by the normal arc. *Proc. Inst. Electr. Engng. Bd. 104* (1957) Nr. 13 B, S. 63—68, 5 B., 3 Tab.

DK 621.316.86:621.315.592
Waller, P.: Temperaturabhängige Widerstände IV. *Arch. techn. Mess. Lfg. 251* (1956) Z 119—6, S. 285—288, 9 B.

DK 621.395.721
Dehn, G.: Batterie lose Fernsprechanlagen für Schiffsahrt und Industriebetriebe. *Sie mens-Z. Bd. 30* (1956) Nr. 10, S. 515—520, 8 B.

Übertragungstechnik

DK 621.376.2
Costas, J. P.: Synchronous communications. *Proc. Inst. Radio Engng. Bd. 44* (1956) Nr. 12, S. 1713—1718, 6 B.

DK 621.391.018.422.726
Cox, R. T., u. Pappenfus, E. W.: A suggestion for spectrum conservation. *Proc. Inst. Radio Engng. Bd. 44* (1956) Nr. 12, S. 1685 bis 1688, 1 B.

DK 621.391
Shannon, C. E.: Geometrische Deutung einiger Ergebnisse bei der Berechnung der Kanal kapazität. *Nachr.-Techn. Z. Bd. 10* (1957) Nr. 1, S. 1—4, 3 B.

DK 621.391.018.422
Young, Jr. N. H.: Problems of transition to single-sideband operation. *Proc. Inst. Radio Engng. Bd. 44* (1956) Nr. 12, S. 1800—1803

DK 621.391.018.422
Weaver, Jr., D. K.: A third method of generation and detection of single-sideband signals. *Proc. Inst. Radio Engng. Bd. 44* (1956) Nr. 12, S. 1703—1705, 7 B.

DK 621.391.018.422.726
Craiglow, R. L., u. Martin, E. L.: Frequency control techniques for single sideband. *Proc. Inst. Radio Engng. Bd. 44* (1956) Nr. 12, S. 1697—1702, 10 B.

DK 621.391.018.42
Honey, J. F., u. Weaver, D. K.: An introduction to single-sideband communications. *Proc. Inst. Radio Engng. Bd. 44* (1956) Nr. 12, S. 1667—1673, 5 B.

DK 621.396.2.018.422.029.65
Morrow Jr., W. E., Mack Jr., C. L., Nichols, B. E., u. Leonhard, J.: Single-sideband techniques in uhf long-range communications. *Proc. Inst. Radio Engng. Bd. 44* (1956) Nr. 12, S. 1854—1873, 31 B., 5 Tab.

DK 621.376.3.018.422
Firestone, W. L.: SSB performance as a function of carrier strength. *Proc. Inst. Radio Engng. Bd. 44* (1956) Nr. 12, S. 1839—1848, 15 B., 2 Tab.

DK 621.396.2.018.422
Smith, J. W.: Design of a high power single-sideband vhf communications system. *Proc. Inst. Radio Engng. Bd. 44* (1956) Nr. 12, S. 1848—1853, 6 B.

DK 621.391.018.422.003
Pappenfus, E. W.: Power and economics of single-sideband. *Proc. Inst. Radio Engng. Bd. 44* (1956) Nr. 12, S. 1689—1691, 5 Tab.

DK 621.3.018.422
Fisk, B., u. Spencer, D. L.: Synthesizer stabilized single-sideband systems. *Proc. Inst. Radio Engng. Bd. 44* (1956) Nr. 12, S. 1680—1685, 5 B.

DK 621.391:413
Michel, G.: Über ein Maß für die Buchstabenüberladung der natürlichen Sprachen. *Frequenz Bd. 10* (1956) Nr. 12, S. 383—384

DK 621.372.8
Rubinowicz, A.: Über eine anschauliche Darstellung der Vorgänge bei der Fortpflanzung von unsterilen Signalen in Wellenleitern. *Z. angew. Math. u. Phys. Bd. 7* (1956) Nr. 4, S. 316—325, 2 B.

Rauschen

DK 621.385.23:33
Kosmahl, H.: Korrelationsverhältnisse der Rauschschwankungen im Potentialminimum einer Diode (Triode). *Arch. elektr. Übertr. Bd. 10* (1956) Nr. 8, S. 353—357, 2 B.

DK 621.396.822
Beyer, H.: Fehlerhäufigkeit von A 1- und F 1-Telegraphieübertragungssystemen insbesondere bei weißem Rauschen. *Telefunken-Z. Bd. 29* (1956) Nr. 114, S. 245—255, 16 B.

Funktechnik

DK 621.396.216:621.376.3
Buff, Ch.: Application of single-sideband technique to frequency shift telegraph. *Proc. Inst. Radio Engng. Bd. 44* (1956) Nr. 12, S. 1692—1697, 9 B.

DK 621.396.933.018.422
Robinson, H. A.: Conversion of airborne hf receiver-transmitter from double sideband to single-sideband. *Proc. Inst. Radio Engng. Bd. 44* (1956) Nr. 12, S. 1794—1799, 10 B., 2 Tab.

DK 621.396.969:523.165
Pederzani, Th.: Die Radiosternwarte Stokert. *Elektron. Z.-Bd. 8* (1956) Nr. 10, S. 357—361, 9 B.

DK 621.396.97.029.6:621.397
Jacob, M.: Die UKW-Rundfunk- und Fernschrversorgung der Bundesrepublik. *Elektron. techn. Z.-Bd. 8* (1956) Nr. 12, S. 469—473, 3 B.

DK 621.396.018.422
Becken, E. D.: Single-sideband operation for international telegraph. *Proc. Inst. Radio Engngs.* Bd. 44 (1956) Nr. 12, S. 1782—1788, 6 B., 2 Tab.

DK 621.396.61/.62.018.422

Goldstine, H. E., Hansell, G. E., u. Schock, R. E.: SSB receiving and transmitting equipment for point-to-point service on hf radio circuits. *Proc. Inst. Radio Engngs.* Bd. 44 (1956) Nr. 12, S. 1789—1794, 7 B., 2 Tab.

DK 621.396.9.018.422

Grammer, G.: Single-sideband in the amateur service. *Proc. Inst. Radio Engngs.* Bd. 44 (1956) Nr. 12, S. 1829—1833, 6 B.

DK 621.396.931.018.422

Kulinyi, R. A., Levine, R. H., u. Meyer, H. F.: The application of ssb to high-frequency military tactical vehicular radio sets. *Proc. Inst. Radio Engngs.* Bd. 44 (1956) Nr. 12, S. 1810—1823, 8 B., 2 Tab.

DK 621.396.931.018.422

Magnuski, H., u. Fivestone, W.: Comparison of ssb and fm for vhf mobile service. *Proc. Inst. Radio Engngs.* Bd. 44 (1956) Nr. 12, S. 1834—1839, 9 B.

DK 621.396.931.018.422

Brown, A.: Single-sideband techniques applied to coordinated mobile communications systems. *Proc. Inst. Radio Engngs.* Bd. 44 (1956) Nr. 12, S. 1824—1828, 5 B.

DK 621.396.933.018.422

Honey, J. F.: The problems of transition to single-sideband techniques in aeronautical communications. *Proc. Inst. Radio Engngs.* Bd. 44 (1956) Nr. 12, S. 1803—1809

Laufzeitröhren, Beschleuniger

DK 621.385.16 + 621.373.423

Dorgelo, E. G.: Technologie von Magnetrons und Klystrons. II. Vakuum-Techn. Bd. 5 (1956) Nr. 8, S. 177—189, 14 B.

DK 621.373.423.538.565.4.564.723.3.7

Komphner, R., u. Cook, J. S.: Ferrite attenuators for traveling-wave amplifiers. *Bell Lab. Rec.* Bd. 34 (1956) Nr. 10, S. 361—364, 6 B.

DK 621.385.1

König, H. W.: Über die Beeinflussbarkeit der Korrelationsverhältnisse in Raumladungswellen. *Arch. elektr. Übertr.* Bd. 10 (1956) Nr. 8, S. 339—342, 1 B.

DK 621.373.4

Müller, M.: Überlegungen zur Bemessung der Wanderfeldröhren-Eindtufe im Richtfunkgeräten. *Nachr.-Techn. Z.* Bd. 10 (1957) Nr. 1, S. 11—15, 1 Tab.

Sender

DK 621.396.712:621.373.4

Nitsche, H., u. Claassen, H. H.: Die Automatisierung von Sendern und Sendeanlagen. *Rohde & Schwarz-Mitt.* (1956) Nr. 8, S. 45 bis 47, 3 B.

DK 621.396.61.029.65

Heilmann, A.: Moderne Großsendeanlagen für den Kurzwellen-Überseefunk. *Telefunken-Z.* Bd. 29 (1956) Nr. 114, S. 225—236, 8 B.

DK 621.396.61.019.65

Burkhardtmaier, W.: Neue Kurzwellensender für Einseitenbandelephone. *Telefunken-Z.* Bd. 29 (1956) Nr. 114, S. 236—244, 10 B.

DK 621.396.61.018.422:621.372.55

Brune, W. B.: Distortion reducing means for single-sideband transmitters. *Proc. Inst. Radio Engngs.* Bd. 44 (1956) Nr. 12, S. 1760 bis 1765, 13 B.

DK 621.396.61.018.422

Kahn, L. R.: Comparison of linear single-sideband transmitters with envelope elimination and restoration single-sideband transmitters. *Proc. Inst. Radio Engngs.* Bd. 44 (1956) Nr. 12, S. 1706—1712, 5 B., 1 Tab.

DK 621.396.61.018.12.018.422

Morgan, D. E.: The phase-shift method of single-sideband signal generation. *Proc. Inst. Radio Engngs.* Bd. 44 (1956) Nr. 12, S. 1718 bis 1735, 14 B.

DK 621.398:621.396.61:551.5

Cubbage, H. D.: Transconductor monitors inaccessible areas. *Electronics* Bd. 29 (1956) Nr. 11, S. 164—165, 3 B.

Mikrowellentechnik

DK 621.385.16

Paul, H.: Neuere Entwicklungen auf dem Gebiet der Zentimeterwellen. *Elektrotechn. Z.-A.* Bd. 77 (1956) Nr. 23, S. 849—855, 19 B.

DK 621.372.834

Barrington, A. E., u. Hyman, J. T.: A non-resonant waveguide window. *Proc. Inst. Electr. Engngs.* Bd. 104 (1957) Nr. 13 B, S. 35 bis 38, 6 B.

DK 621.372.8

Tolstoy, I.: Resonant frequencies and high modes in layered wave guides. *J. acoust. Soc. Amer.* Bd. 28 (1956) Nr. 6, S. 1182—1192, 8 B.

DK 621.317.7.029.6

Ruppersberg, H. K.: Ein Kurzschlussschieber für Koaxialleitung. *Arch. elektr. Übertr.* Bd. 10 (1956) Nr. 8, S. 358—360, 4 B.

DK 621.372.21

Greif, R.: Anwendung der Oberflächenleitung. *Rohde & Schwarz-Mitt.* (1956) Nr. 8, S. 48—58, 17 B.

DK 621.317.341:621.315.212

Kraus, A.: Maßkurven des Reflexions-Koeffizienten kompensierter Inhomogenitäten bei koaxialen Leitungen und die daraus ermittelte optimale Dimensionierung. *Rohde & Schwarz-Mitt.* (1956) Nr. 8, S. 1—12, 22 B.

DK 621.372.8.091.1:539.213.26

Allison, J., u. Benson, F. A.: Surface finish and attenuation of aluminium waveguides. *Electronic Engng.* Bd. 29 (1957) Nr. 347, S. 36—38, 1 B., 2 Tab.

Wellenausbreitung

DK 621.396.11:371

Scholz, M.: Die ionosphärische Ausbreitungsdämpfung der Hektometerwellen (550 bis 1600 kHz). *Nachr.-Techn. Z.* Bd. 10 (1957) Nr. 1, S. 6—8, 8 B., 2 Tab.

DK 621.396.812.3.029.58

Gristale, G. L., u. Palmer, D. S.: Fading of long-distance radio signals and a comparison of space- and polarization-diversity reception in the 6—8 Mc/s range. *Proc. Inst. Electr. Engngs.* Bd. 104 (1957) Nr. 13 B, S. 39—51, 14 B., 6 Tab.

DK 621.396.11.029.65

Benington, T. W.: Is radio propagation always two-way? *Wireless Wld.* Bd. 63 (1957) Nr. 1, S. 20—22, 1 B.

DK 551.510.535:551.594.12

Kobayashi, T.: D-E layer electron model revised from considerations referring diurnal variation of experimental results. *J. Radio Res. Lab.* Bd. 3 (1956) Nr. 14, S. 279—305, 13 B.

Netzwerke, Filter

DK 621.372.54

Prudhon, M.: Gyrateurs et systèmes à sens unique. *Câbles & Transmission* Bd. 11 (1957) Nr. 1, S. 66—73, 3 B.

DK 621.372.54

Weber, H., u. Martony, J.: Tabellen der Frequenztransformation und der Banddurchlässfilter. *Techn. Mitt. PTZ* Bd. 34 (1956) Nr. 12, S. 499—502

DK 517.512.2:621.3.018.783:621.376

Henze, E.: Beiträge zur Theorie der Nichtlinearitäten. *Arch. elektr. Übertr.* Bd. 10 (1956) Nr. 8, S. 326—338, 4 B.

DK 621.372.54.018.422

Lundgren, Don L.: Electromechanical filters for single-sideband applications. *Proc. Inst. Radio Engngs.* Bd. 44 (1956) Nr. 12, S. 1744 bis 1749, 6 B., 4 Tab.

DK 621.372.54

Kurtz, C.: Übersicht über die Berechnung von Filtern mit Verlusten nach der Betriebsparametertheorie, unter besonderer Berücksichtigung von Bandpassen in Zick-Zack-Schaltung. *Frequenz* Bd. 10 (1956) Nr. 12, S. 391—396, 1 Tab.

Empfänger

DK 621.375.4

Hollmann, H. E.: Passive Transistorempfänger. *Frequenz* Bd. 10 (1956) Nr. 10, S. 329—331, 4 B.

DK 621.396.62:621.376.3

Johnston, G. G.: Limiters and discriminators for F.M. receivers. *Wireless Wld.* Bd. 63 (1957) Nr. 1, S. 8—14, 14 B.

DK 621.396.662.018:422

DeLong, V. R.: Automatic tuning techniques for single-sideband equipment. *Proc. Inst. Radio Engngs.* Bd. 44 (1956) Nr. 12, S. 1766—1774, 8 B.

DK 621.396.62.018.422

Conillard, L. W.: Factors influencing single-sideband receiver design. *Proc. Inst. Radio Engngs.* Bd. 44 (1956) Nr. 12, S. 1750—1753

DK 621.396.62.018.422.018.12

Morgan, D. E.: The phase-shift method of single-sideband signal reception. *Proc. Inst. Radio Engngs.* Bd. 44 (1956) Nr. 12, S. 1735 bis 1743, 5 B.

DK 621.396.62:621.314.7

Olachewski, R.: Kofferempfänger mit Transistoren. *Elektrotechn. Z.-A.* Bd. 78 (1957) Nr. 1, S. 20—25, 17 B.

Verstärker

DK 621.375.032.213.62.072.2.024

Earnshaw, J. B.: Heater voltage compensation for d.c. amplifiers. *Electronic Engng.* Bd. 29 (1957) Nr. 347, S. 31—35, 15 B.

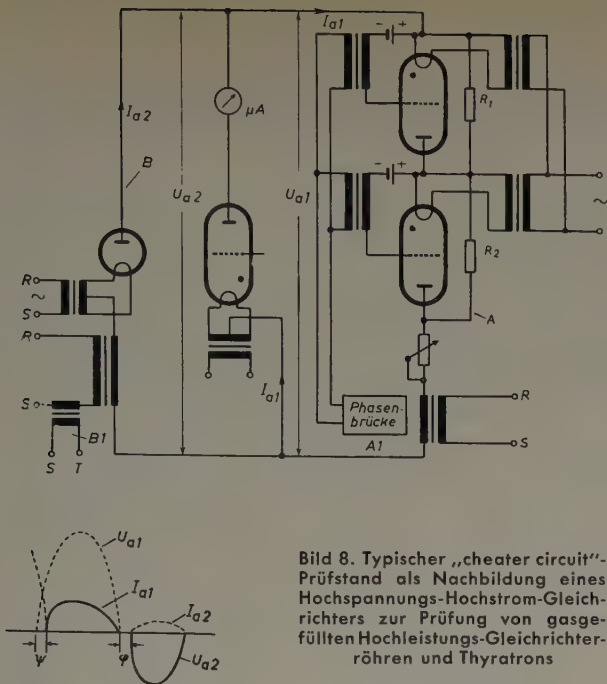


Bild 8. Typischer „cheater circuit“-Prüfstand als Nachbildung eines Hochspannungs-Hochstrom-Gleichrichters zur Prüfung von gasgefüllten Hochleistungs-Gleichrichterröhren und Thyratrons

richterröhre bewältigt werden kann. Durch einen empfindlichen Rückzündungszähler oder K.-O. werden etwa auftretende Rückzündungsströme angezeigt. Mittels Phasenschieber lassen sich sowohl die Strom- als auch die Spannungskurven beeinflussen. Mit A1 läßt sich die Spannungskurve gegenüber der Stromkurve verschieben. Mit B1 kann der Zündpunkt, also der Einsatzzpunkt des Stromes, zeitlich vor- oder zurückverlegt werden. Da in der positiven Halbwelle eine hohe negative Spannung an den Hochleistungsröhren liegt, erfordert dies eine Serienschaltung mehrerer Röhren.

7. Messung der Ionisierungs- und der Entionisierungszeit (Kategorie A)

a) Zum Messen der Entionisierungszeit, die bekanntlich in der Größenordnung von 100...1000 μ s liegt, kann eine Kondensator-Entladungsmethode nach Bild 9 benutzt werden. Bei geöffnetem Schalter S fließt Strom durch die gezündete Röhre, und der Kondensator C lädt sich (da $R_1 > R_2$) in der eingezeichneten Weise auf.

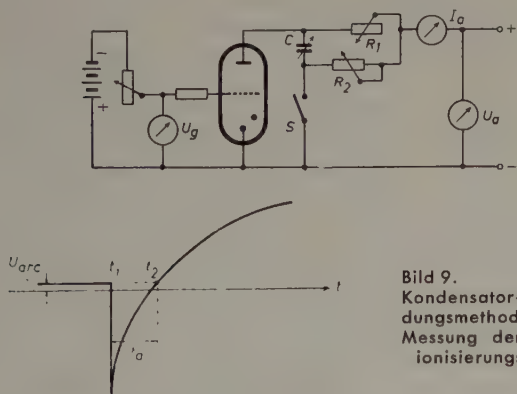


Bild 9. Kondensator-Entladungsmethode zur Messung der Entionisierungszeit

Beim Schließen von S wird durch den negativ aufgeladenen Kondensator an die Anode ein negatives Potential gelegt und dadurch der Anodenstrom unterbrochen. Die für die Entionisierung nötige Zeit ist dann offenbar die vom Zeitpunkt des Schalterschließens t_1 bis zum Zeitpunkt t_2 , in dem die Anodenspannung wieder den Wert der Bogenspannung erreicht hat, wenn dabei C auf jenen kleinstmöglichen Wert eingestellt wird, bei dem die Röhre löscht. Die Entionisierungszeit ist dann $t_d = R_1 \cdot C \cdot \ln \frac{2U_a - U_{arc}}{U_a - U_{arc}}$ oder mit genügender Genauigkeit (wenn $U_a > 100$ V gewählt wird) $t_d = 0,7 R_1 C$. Die Entionisierungszeit wie auch die Ionisierungszeit sind keine

Konstanten. Sie werden von verschiedenen Faktoren beeinflusst, so daß sie nur mit grober Annäherung angegeben werden können¹⁾.

Für Thyratrons ist es üblich geworden, eine kürzere Wartezeit, die sogenannte „Freiwerdzeit“ (recovery time) anzugeben, nämlich die Zeit vom Aufhören der Zündung bis zum Augenblick, an dem das Thyatron seine Steuerfähigkeit wiedergewonnen hat. Es gibt da ebenfalls Meßmethoden, z.B. mit einer Wechselrichterschaltung arbeitende, auf die hier aber wegen der Kompliziertheit ihrer Ausführung und Auswertung nicht näher eingegangen werden soll.

b) Zur Messung der Ionisierungszeit wird die Röhre mit Gleich- oder Wechselspannung gespeist und mit einer entsprechenden Gittervorspannung gesperrt. Mittels kurzer, hoher positiver Gitterimpulse, die bei Wechselspannung synchron mit dem Scheitelwert der Anodenspannung erfolgen sollen, wird die Röhre gezündet. Der Vorgang wird von einem K.-O. registriert. Die Ionisierungszeit t_i ist dann die Zeit vom Beginn der kritischen Gitterspannung (also dem Einsatz des positiven Gitterspannungsimpulses) bis zur vollständigen Zündung, wenn die Bogenspannung auf den normalen Wert abgefallen ist.

8. Messung der Temperatur des kondensierten Quecksilbers bei Hg-gefüllten Röhren und ihrer Anheizzeit (Kategorie A)

Die Temperatur wird stets in der Zone, in der das Hg kondensiert (etwa 5 mm oberhalb des Röhrensockels), mit Hilfe eines kleinen Thermoelementes von nicht über 0,2 mm Durchmesser gemessen, das mit etwas Sauggummi an den Glaskolben befestigt wird.

Da Hg-Röhren temperaturabhängige Charakteristiken haben, ist es notwendig, dem Röhrenbenutzer Anhaltspunkte für die bei Betrieb mit tieferen Raumtemperaturen gebotenen verlängerten Anheiz-

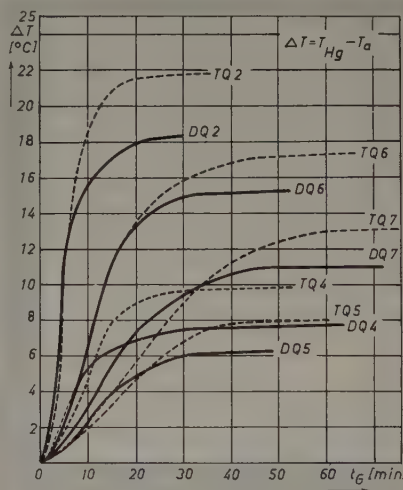


Bild 10. Temperatur-Anheizkurven für Hg-dampfgefüllte Röhren in Abhängigkeit von der Raumtemperatur in offenen, durchlüfteten Räumen

zeiten zu geben (Bild 10). Als Beispiel werde etwa eine Quecksilberdampf-Diode DQ 2 mit nach Datenblatt niedrigster zulässiger Hg-Temperatur $T_{Hg0} = 25$ °C bei einer Raumtemperatur T_a von 13 °C, somit bei $T = 25 - 13 = 12$ °C betrachtet. Damit ergibt sich aus der Kurve für DQ 2 eine ungefähre Anheizzeit t_g von 5 min, die nötig ist, um den Dampfdruck auf den erforderlichen Betriebswert zu bringen. Bei Betrieb in geschlossenem Raum kleiner Abmessungen kann mit verringertem $T_{Hg \min}$ gerechnet werden, wodurch sich T_g verkürzt.

Die vorstehende kurze Darstellung der Meßmethoden, deren Durchführung z. T. recht umfangreiche Aufbauten und Geräte erfordert, mag einen Begriff von den Bemühungen der Industrie vermitteln, nur bestgeeignete Röhren in den Handel zu bringen. Der Röhrenbenutzer ist dadurch der Mühe enthoben, solche Prüfungen, deren Anwendung auch reiche Erfahrungen voraussetzt, etwa selbst vorzunehmen.

(eingegangen am 14. Aug. 1956)

¹⁾ Siehe Hübner, R.: Das charakteristische Verhalten von Glühkathoden-Gleichrichterröhren verschiedener Gasfüllung. Elektr. Rdsch. Bd. 9 (1955) Nr. 12, S. 434—437

G. FÖRSTER

Über die Dimensionierung von Video-Endstufen

DK 621.375:621.397.62

Für die Dimensionierung von Video-Endstufen lassen sich nachstehende Forderungen aufstellen:

- 1) Die Röhre muß eine zur Aussteuerung der Bildröhre ausreichende Ausgangsspannung liefern.
- 2) Die Gesamtstromaufnahme ($I_a + I_{g2}$) soll klein, für eine geforderte Stromaussteuerung ΔI_a soll also I_{g2} so klein wie möglich sein.
- 3) Durch den Kennlinienverlauf bedingte Gradationsverzerrungen und Kreuzmodulation zwischen Bild- und Tonsignal sollen klein bleiben, d. h., die Steilheit im Aussteuerbereich soll möglichst konstant sein.
- 4) Die Röhrendaten müssen eine amplituden- und phasentreue Übertragung des Videosignals erlauben.

Der vorliegende 1. Teil behandelt nur die mit Punkt 1 zusammenhängenden Fragen; die anderen Punkte sind später folgenden Arbeiten zu diesem Thema vorbehalten.

1. Die erforderliche Ausgangsspannung U_{as}

Die meisten Videostufen sind so geschaltet, daß die gesamte Ausgangsspannung der Video-Endröhre die Steuerspannung der Bildröhre ist. Durch die Eigenschaften der Bildröhre sind der erforderlichen Video-Ausgangsspannung natürliche Grenzen gegeben. Eine solche Begrenzung liegt z. B. darin, daß bei hohen Strahlströmen eine Defokussierung (hier als Berühren der Zeilen beim 625-Zeilen-System definiert) auf dem Bildschirm infolge unterschiedlichen Strahlstromquerschnitts eintritt. Diese Erscheinung hängt u. a. von der Art der verwendeten Ablenteile ab. Je nach Ausbildung dieser Teile und je nach statischer Einstellung der Bildröhre macht sich die Defokussierung bereits bei Strahlströmen oberhalb von etwa 150 bis 450 μA bemerkbar. Diesen Strahlströmen sind z. B. — je nach Typ der Bildröhre — Video-Signalspannungen von etwa 25...45 V_{ss} zugeordnet (Bild 1, 2 und 3). Außerdem sei auch auf den möglichen Helligkeitsunterschied an verschiedenen Stellen des Bildschirms wegen unterschiedlicher Defokussierung hingewiesen. Dieser Unterschied tritt auf, wenn sich der Leuchtstoff der Sättigung nähert und bewirkt, daß defokussierte Stellen heller sind als gut fokussierte Stellen (Bild 2).

Als weitere Grenze für die notwendige Steuerspannung der heute üblichen Bildröhren können der maximal erreichbare Kontrast und die Anzahl der noch unterscheidbaren Graustufen angesehen werden. Die fotometrisch meßbare Leuchtdichte des Bildschirms, gemessen mit einem Luxmeter durch Auflegen der Fotozelle mit Augenfilter direkt auf das Frontglas der Bildröhre, strebt bei größeren Strahlströmen einem Sättigungswert zu (s. Bild 1, 2 und 3). Diese Sättigung beginnt bei Strahlströmen von etwa 450 bis 600 μA , was wiederum Steuerspannungen von etwa 45...50 V_{ss} entspricht. Daß sich dabei meist die Leuchtfarbe etwas ändert, ist für die hier angestellte Betrachtung nicht sehr wesentlich und soll deshalb nur erwähnt werden. Eine weitere Erhöhung der Steuerspannung bringt dann keine wesentliche Kontrastverbesserung mehr.

Der Innenwiderstand der Hochspannungsquelle bewirkt darüber hinaus ein Absinken der Bildröhrenspannung (U_{g4}) bei hohen Strahlströmen. Diese Spannungsänderung tritt zwar bei kurzzeitigen Stromspitzen infolge der großen Zeitkonstante der Spannungsquelle nicht in Erscheinung (z. B. $C_L = 1,5$ nF, $R_i = 8$ M Ω). Eine zu große Erhöhung des mittleren Strahlstromes führt jedoch zu einem Absinken der Hochspannung und damit der Grundhelligkeit des Schirmes. Man denke beispielsweise als Extremfall an die Wiedergabe einer Schneelandschaft, bei der der mittlere Strahlstrom z. B. 90% des Spitzenwertes erreichen kann. Die Bilder 1, 2 und 3 zeigen durch die punktierten Kurven den Einfluß verschiedener Innenwiderstände auf die mittlere Helligkeit.

Abgesehen von den fotometrisch erfaßbaren Verhältnissen bringt eine Steigerung der Schirmhelligkeit über einen bestimmten Bereich hinaus wegen des logarithmischen Verlaufes der Augenempfindlichkeit bei einer durch eine bestimmte Raumbeleuchtung und mittlere Bildhelligkeit des Fernsehbildes definierten Adaptation der Augen keine nennenswerte Vermehrung der weiteren Graustufen. Zumindest steht dann der Gewinn von einer weiteren Graustufe in keinem Verhältnis zu der dafür erforderlichen zusätzlichen Steuerspannung. Meist hat es daher wenig Wert, mit der Steuerspannung über 30 V_{ss} hinauszugehen. Bild 6 zeigt diese Verhältnisse z. B. für eine Valvo MW 43-69. In dieser Darstellung sind gemessene Leuchtdichtewerte (Bild 1) verwertet und die Anzahl m der wahrnehmbaren Graustufen,

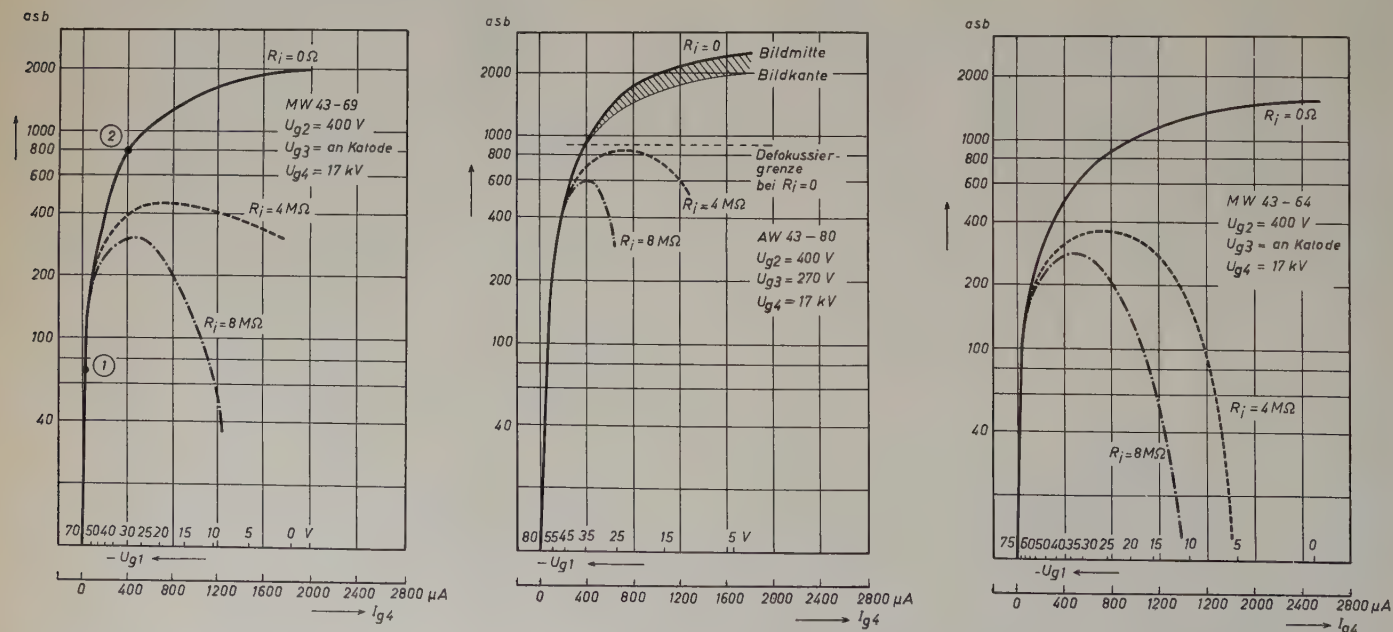


Bild 1. Leuchtdichte S als Funktion des Strahlstroms I_{g4} für die magnetisch fokussierte Bildröhre MW 43-69. Parameter ist der Innenwiderstand der Hochspannungsquelle. (Alle Leuchtdichtekurven sind bei einem der vollen Bildfläche entsprechenden Raster aufgenommen.) Bild 2. Leuchtdichte S als Funktion des Strahlstroms I_{g4} für die elektrostatisch fokussierte Bildröhre AW 43-80. Parameter ist der Innenwiderstand der Hochspannungsquelle. Bild 3. Leuchtdichte S als Funktion des Strahlstroms I_{g4} für die magnetisch fokussierte Bildröhre MW 43-64. Parameter ist der Innenwiderstand der Hochspannungsquelle

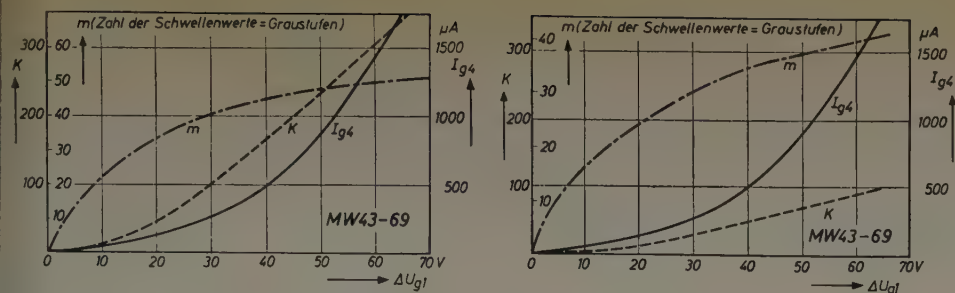


Bild 4. Kontrast K , Strahlstrom I_{g4} und Anzahl m der Schwellenwerte ($m = \frac{\lg R}{\lg S}$) als Funktion der Steuerspannungsänderung ΔU_{g1} für die Bildröhre MW 43-69 (nach Bild 1). Koordinaten-Nullpunkt = 6 asb, Schwellenwert $S = 12\% = \text{const}$ (6 asb = 3 asb durch Raumlicht + 3 asb durch Leuchtstoff). Bild 5. Wie Bild 4, jedoch Koordinaten-Nullpunkt = 20 asb (20 asb Schirmbildleuchtdichte = 10 asb durch Raumlicht + 10 asb durch Leuchtstoff)

die Steuergitterspannung ΔU_{g1} und der Strahlstrom I_{g4} über dem Kontrast K aufgetragen. Im Bereich von 5...300 asb, der einem Kontrastverhältnis 1:60 entspricht, lassen sich z. B. 36 wahrnehmbare Graustufen unterscheiden, wenn man mit einem konstanten Schwellenwert des Auges von etwa 12% Helligkeitsänderung rechnet. Die Bilder 4, 5 und 6 seien jetzt näher erläutert.

Der Kontrast $K = \frac{\text{maximale Leuchtdichte } B_{\max}}{\text{minimale Leuchtdichte } B_{\min}}$ ist durch die vom Auge noch wahrnehmbare Unterschiedsschwelle (Schwellenwert $S = \frac{B + \Delta B}{B}$) mit der Anzahl der Kontraststufen durch das Weber-

Fechnersche Gesetz $K = S^m$ verknüpft. Später stellte sich durch Untersuchungen von König [3] heraus, daß der Schwellenwert S nicht konstant ist, sondern u. a. vom Adaptionszustand des Auges abhängt. Nach König fällt der Schwellenwert in dem u. a. für das Fernsehen in Frage kommenden Bereich etwa bis 200 asb ab, um dann konstantzubleiben und erst bei sehr großen Leuchtdichten von über 10000 asb wegen Blendung anzusteigen. Diese Angaben sollen lediglich zeigen, daß der Schwellenwert durchaus nicht konstant ist. Wie später Schumacher [4] zeigte, ist dieser Wert außerdem noch von dem Verhältnis der In- zur Umfeldbeleuchtung abhängig. Deshalb sollen die Kurven (Bilder 4, 5 und 6) nur anschauliche Richtwerte vermitteln.

Würde man nun das Ergebnis dieser unter exakt definierten Versuchsbedingungen erhaltenen rein optischen Untersuchungen auf die Anzahl der erreichbaren Graustufen bei einer Fernsehbildröhre übernehmen, dann ergäbe sich eine größere Anzahl von Graustufen als tatsächlich erreichbar ist. Die Ursachen für den bei der Betrachtung eines Fernsehbildes erforderlichen größeren Schwellenwert ($S \approx 10\%$) liegen nach [1] einerseits bereits darin begründet, daß die bei der Ermittlung der S -Werte bei [3] geforderte Gleichmäßigkeit in der Beleuchtung des Gesichtsfeldes beim Fernsehen in der Regel nicht gegeben ist. Daher ist eine häufige Umadaptation erforderlich, d. h., nicht nur die Höhe des mittleren Beleuchtungsniveaus, sondern vor allem die Gleichmäßigkeit der Beleuchtung bestimmt die Unterschiedswahrnehmung und unter anderem auch die Sehschärfe. Andererseits liegen die Verhältnisse bei einer Fernsehbildröhre wegen der Lichtreflexionen am Frontglas und an der Schutzscheibe und den daraus resultierenden Überstrahlungen weit ungünstiger als bei den durch rein optische Versuche ermittelten Schwellenwerten nach [3] und [4]. Bereits bei [2] werden daher unter anderem wegen des infolge des Rauschens körnigen Lichteindrucks Werte von $S \approx 9\%$ angegeben. Messungen an Fernsehbildröhren bei [5] haben ebenfalls Schwellenwerte von $S \approx 10\text{...}12\%$ ergeben. Die Bilder 4, 5 und 6 zeigen einfache Darstellungsarten zur Ermittlung der Anzahl der Graustufen einer bestimmten Bildröhre (Bild 1) für verschiedene Umfeldleuchtdichten auf dem Bildschirm. Die zur Erreichung einer bestimmten Graustufenzahl notwendige Steuerspannung und der dabei fließende Strahlstrom können z. B. im Bild 6 bei jeder, im Bild 4 und Bild 5 bei definierten Umfeldbeleuchtungsstärken abgelesen werden. Bei der Festlegung des Koordinaten-Nullpunktes und bei der Übertragung aus Bild 1 ist bei den Bildern 4 und 5 darauf zu achten, daß im Koordinaten-Nullpunkt die Schirmleuchtdichte gleich der Umfeldleuchtdichte auf dem Bildschirm plus derselben Leuchtdichte, hervorgerufen durch die Fluoreszenzschicht, ist. Das heißt, die Leuchtdichte des Leuchtstoffes muß mittels des Grundhelligkeitsreglers auf die Leuchtdichte auf dem Bildschirm, hervor-

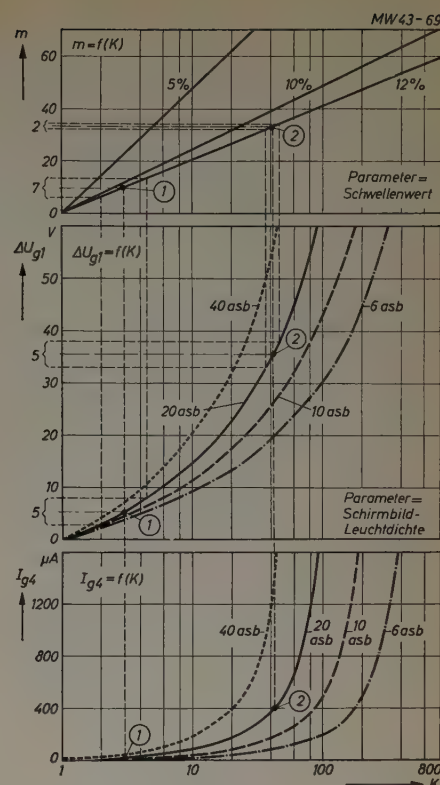


Bild 6. Anzahl m der Schwellenwerte (oben), Steuerspannungsänderung ΔU_{g1} (Mitte) und Strahlstrom I_{g4} (unten) als Funktion des Kontrastes K (nach Bild 1)

gerufen durch die Umfeldbeleuchtung, eingestellt werden. Das ist einfach so möglich, daß die Eigenleuchtdichte des Leuchtstoffes solange erhöht wird, bis die Zeilen gerade sichtbar sind.

Man erkennt z. B. aus den Darstellungen der Bilder 4, 5 und 6, daß man bei großen Leuchtdichte-Werten, also großen Strahlströmen I_{g4} , eine erheblich größere Steuerspannungsänderung für eine Graustufe benötigen wird. Im Bild 1 und 6 ist ein Beispiel eingezeichnet, aus dem ersichtlich ist, daß bei Strahlströmen von 20 μA (= 70 asb) zum Herstellen von 7 Graustufen eine Steuerspannungsänderung von ≈ 5 V benötigt wird. Bei einem Strahlstrom von 400 μA (800 asb) können aber bei der gleichen Steuerspannungsänderung und unter denselben Bedingungen maximal nur ≈ 2 Graustufen erreicht werden. Der Verlauf der Graustufenkurve wird bei höheren Steuerspannungen flacher, da sich dann Sättigungserscheinungen des Leuchtstoffes zusätzlich bemerkbar machen (Bild 4 u. 5).

Den in den Bildern 1, 4, 5 und 6 dargestellten Verhältnissen liegt der Schirmwirkungsgrad (Leuchtdichte bezogen auf die Leistung des Elektronenstrahles) von Valvo-Röhren zugrunde. Für Bildröhren mit geringerem Schirmwirkungsgrad sind dann selbstverständlich entsprechend höhere Strahlströme beziehungsweise Steuerspannungen erforderlich. Auch bei größerer Raumhelligkeit kommt man mit etwa 30 V_{as} Videospannung aus, wenn man den durch die Raumhelligkeit bedingten Verlust an Graustufen durch eine entsprechende Erhöhung der Grundhelligkeit des Schirmbildes ausgleicht. Man kann dann mit nur wenig mehr Steuerspannung als bei dunkler Umfeldbeleuchtung wieder eine ausreichende Anzahl von Graustufen erreichen, solange man nicht zu weit in das Sättigungsgebiet des Leuchtstoffes aussteuert (vgl. Bild 6). Der Kontrast im Bild wird bei gleicher Aussteuerung jedoch geringer, und unterhalb von einem Mindestwert des Kontrastes nimmt dann ebenfalls die Graustufenzahl stärker ab (Bild 4). Wird die Graustufenzahl bei erhöhter Grundhelligkeit infolge des verbleibenden Kontrastumfanges sehr gering, so kann man durch eine größere Aussteuerung in Richtung höherer Leuchtdichtewerte einen Teil der verlorenen Graustufen wiedergewinnen. Den größten Kontrastumfang erreicht man bei dunklem Raum (Bild 6). Dieser maximal mögliche Kontrast läßt sich aber praktisch nicht ausnutzen, da die Augen bei der Eigenart des Fernsehens (hohe spezifische Belastung eines Teiles des Auges durch die kleine, helle Betrachtungsfläche bei einer Adaptation, die weitgehend durch das dunklere Umfeld bestimmt wird) nach kurzer Betrachtungszeit schmerzen. Unter anderem aus diesem Grund ist eine Raumbeleuchtung beim Fernsehen unbedingt erforderlich. Dabei ist das Umfeld so zu beleuchten, daß möglichst wenig Licht auf den Fernsehschirm treffen

kann, das die dunklen Bildpartien aufhellen und damit den Kontrast vermindern würde. Zumindest soll die durch die Umfeldbeleuchtung hervorgerufene Leuchtdichte auf dem Bildschirm den Wert von etwa 10...20 asb nicht überschreiten. Bei geringer Raumbeleuchtung kann man aus dem oben angegebenen Grunde bereits mit Steuerspannungen von 10...15 V_{ss} auskommen (Bild 6). Die größten Steuerspannungen werden beim sogenannten „Tageslicht-Fernsehen“ (300...600 asb) oder bei sehr starker und ungünstig angeordneter Raumbeleuchtung benötigt. Aber auch in diesem Fall hat es wegen des Sättigungsverlaufes der Leuchtdichte wenig Sinn, über Videospannungen von 45...55 V_{ss} hinauszugehen. Wie die Bilder 4 und 5 zeigen, kann der Einfluß dieser Sättigung durch die Darstellungsart der Bilder 1, 2 und 3 allerdings leicht überschätzt werden.

Hier muß darauf hingewiesen werden, daß der Innenwiderstand der Hochspannungsquelle unbedingt berücksichtigt werden muß. Es sei z. B. der Fall des häufig geforderten sogenannten „Tageslicht-Fernsehens“ beziehungsweise das Vorhandensein eines die Schirmhelligkeit stark herabsetzenden Grauglasfilters als Schutzscheibe angenommen. Dann ist es erforderlich, die Bildröhre bis zu hohen Leuchtdichten auszusteuern, d. h. je nach Röhre bis zu Strahlströmen von etwa 800...1600 μA . Die dabei auftretenden Leuchtdichten von 1600... \approx 2400 asb werden bei hoher Umfeldbeleuchtung benötigt, d. h. beispielsweise bei Leuchtdichten auf dem Bildschirm, hervorgerufen durch die Umfeldbeleuchtung, die etwa 230 asb entsprechen. (Tageslicht \approx 600 asb, Absorption des Grauglases — Frontglas der Bildröhre — von Valvo-Röhren 30%, Reflexionsfaktor der Leuchtschicht \approx 75%)¹⁾ [2]. Dann ist die Leuchtdichte des Tageslichtes auf dem Bildschirm etwa $600 \cdot 0,72 \cdot 0,75 \approx 230$ asb). Der Grundhelligkeitsregler sollte dann so eingestellt werden, daß die Bildröhre selbst diese Leuchtdichtenwerte von 230 asb im Schwarzpegel ebenfalls erreicht. Wie aus den Bildern 1, 2 und 3 zu ersehen ist, ist das bei den heute üblichen Innenwiderständen der Hochspannungsgeneratoren nur bei aluminisierten Bildröhren mit hohem Leuchtstoffwirkungsgrad gerade möglich. Aber auch dann können, auf Grund des Innenwiderstandes der Hochspannungsquelle, die von der Bildröhre her möglichen Leuchtdichten bei Aussteuerung nicht ausgenutzt werden. Ein Beispiel mag das zeigen.

Die mittlere Leuchtdichte des Bildschirms soll wegen Raumbeleuchtung so eingestellt werden, daß $I_{g4} \approx 40 \mu A$ (Bild 2) und damit die Schirmleuchtdichte \approx 230 asb ist. Die Video-Signalspannung an der Katode der Bildröhre würde 30 V_{ss} betragen. Einem Strom von 140 μA entspricht nach Bild 2 z. B. eine Steuergitterspannung von \approx 50 V. In den Spitzen würde man also bei dieser Einstellung der Grundhelligkeit Leuchtdichten von 1800 asb ($I_{g4} \approx 800 \mu A$) erreichen können. Bei der Abschätzung der Zunahme des mittleren Strahlstromes kann man bei üblichen Fernsehsendungen im Mittel mit $\frac{2}{3}$ des Aussteuerbereiches rechnen. Der mittlere Strahlstrom beträgt dann $(800 - 140) \cdot 0,66 + 140 = 576 \mu A$.

Aus Bild 2 ist ersichtlich, daß dieser Wert gerade noch an der Grenze liegt, bei der die Helligkeitskurve infolge Absinkens der Hochspannung noch nicht das Maximum erreicht hat²⁾. Soll aber entweder die maximal mögliche Leuchtdichte der Fluoreszenzschicht ausgenutzt werden (dafür würde in diesem Fall eine Steuerspannung von \sim 40 V_{ss} benötigt) oder wird die Umfeldbeleuchtung vergrößert und damit der mittlere Strahlstrom, der durch die Einstellung der Grundhelligkeit gegeben ist, heraufgesetzt, dann wird in beiden Fällen der mittlere Strahlstrom den Grenzwert, der durch das Maximum der Helligkeitskurve gegeben ist, erreichen beziehungsweise überschreiten. Wenn man den Extremfall des Bildinhaltes, die bereits erwähnte Schneelandschaft, zugrunde legt, dann wird ebenfalls das Maximum der Helligkeitskurve überschritten. Vergrößert man bei starker Raumbeleuchtung zur Erzeugung großer Spitzenleuchtdichten nur die Steuerspannung ohne die Grundhelligkeit des Schirmes auf den Wert der Umfeldleuchtdichte auf dem Schirm anzuheben, dann können wegen des kleineren mittleren Stromes I_{g4} wohl die durch die Bildröhre gegebenen maximalen Leuchtdichten erreicht werden (der Fall der Schneelandschaft sei ausgenommen), aber die Gradationsverzerrungen werden erheblich. Ein großer Teil der gerade in den dunklen Bildpartien liegenden Graustufen wird durch die Umfeldleuchtdichte auf dem Bildschirm überstrahlt. Um den technisch sinnvollen Weg

des Anhebens der Grundhelligkeit auch in Fällen großer Raumbeleuchtung beschreiten zu können, müßte bei den im Augenblick noch herrschenden Reflexionsverhältnissen bei der Bildröhre (z. B. 75%, die in erster Linie durch die relativ helle Körperfarbe der Leuchtschicht gegeben sind) der Innenwiderstand der Hochspannungsquelle bei wesentlich kleineren Werten, als sie heute meist üblich sind, liegen. Durch Regelschaltungen kann der Innenwiderstand ohne großen Aufwand bis auf $R_i = 0 \Omega$ bei Strahlströmen bis zu etwa 500 μA herabgesetzt werden. Gleichzeitig wäre es sinnvoll, den Grundhelligkeitsregler mit dem Kontrastregler so zu koppeln, daß beim Erhöhen der Grundhelligkeit ebenfalls die Steuerspannung zunimmt bzw. bei Veränderung der Steuerspannung die mittlere Helligkeit sich entsprechend verschiebt. Die erforderliche Kontrast- und damit Steuerspannungs-Zunahme ist den Bildern 4, 5 und 6 zu entnehmen.

Neben der Grenze infolge der maximal zulässigen Aussteuerbarkeit einer Bildröhre, die durch die Defokussierung bei hohen Strahlströmen und das Maximum im Helligkeitsverlauf gegeben ist, kann als weitere Aussteuerungsgrenze die Flimmergrenze angesehen werden. Die Grenze, die bei 50 Hz (25 Bildwechsel) durch das Auftreten von Flimmern gesetzt ist, liegt für die Adaptation des Auges auf dunklen Raum (etwa 3...5 asb) bei einer Leuchtdichte des Bildschirms von etwa 250...350 asb. Dieser Leuchtdichte entsprechen nach Bild 1 für einen metallisierten Valvo-Bildschirm MW 43-69 Strahlströme von etwa 130 μA , bzw. $\Delta U_{g1} \approx 25 V_{ss}$. Bei Adaptation des Auges auf einen erhellen Raum liegt die Flimmergrenze entsprechend höher. Als oberen Wert für die Flimmergrenze bei Betrachtung eines Fernsehbildes bei heller Umfeldbeleuchtung kann man eine Leuchtdichte von etwa 600 asb zugrunde legen. Das entspricht z. B. einem Strahlstrom von 450 μA bei einem nichtmetallisierten Schirm. Die zur Aussteuerung der Bildröhre bis zu dieser Grenze erforderliche Videospannung ist dann etwa 45...50 V_{ss} . Bei der größeren Lichtausbeute metallisierter Schirme erreicht man die Flimmergrenze bei kleineren Strömen beziehungsweise kleineren Steuerspannungen.

Als Ergebnis dieser Betrachtungen kann man feststellen, daß eine Videospannung von etwa 45...50 V_{ss} ausreichend ist. Auch bei Alterung der Bildröhre reicht diese Steuerspannung aus, da sich eine Alterung bei den Strahlsystemen der Bildröhren hauptsächlich in einer Parallelverschiebung der Kennlinie ohne wesentliche Steilheitsänderung auswirkt, während die Sättigung der Helligkeitskurve auch bei alten Röhren ungefähr bei den gleichen Strahlströmen liegt wie bei den neuen. Für die Dimensionierung einer Video-Endröhre kann man deshalb, wenn man noch eine Sicherheit einkalkuliert, von einem Videospannungsbedarf der Bildröhre von 55 V_{ss} ausgehen. Da häufig an der Anode der Video-Endröhre die Synchronimpulse abgenommen werden, muß diese Röhre eine um den Faktor 1,38³⁾ höhere Spannung liefern können. Damit lautet die Forderung für die Gesamtausgangsspannung der Video-Endröhre

$$U_a = 1,38 \cdot 55 = 76 V_{ss}$$

Diese Spannung ist für die heute üblichen Direktstrahlröhren auch in ungünstigen Fällen ausreichend. Werden z. B. die Leuchtstoff-Wirkungsgrade der Bildröhren-Leuchtstoffe größer oder kleiner, bei gleichem Sättigungswert, dann müssen auch die erforderlichen Steuerspannungswerte kleiner oder größer angesetzt werden. Ähnliche Überlegungen sind bei Änderung des Absorptionsfaktors des Grauglases oder des Reflexionsfaktors der Leuchtschicht anzustellen.

Schrifttum

- [1] Schober, H.: Sehbeschwerden bei Beleuchtung mit Leuchtstofflampen und ihre Vermeidung. Gesundh. Ing. Bd. 76 (1955) Nr. 7/8, S. 1—3
- [2] ● Schröter, F., Theile, R., u. Wendt, G.: Fernsehtechnik, 1. Teil, S. 39 ff. Berlin/Göttingen/Heidelberg 1956, Springer-Verlag
- [3] König, A., u. Brodhun, T. E.: Sitzungsber. Akad. d. Wiss. Berlin (1888), S. 917
- [4] Schumacher, R. O.: Die Unterschiedsempfindlichkeit des helladaptierten menschlichen Auges. Diss. T.H. Berlin-Charlottenburg (1940)
- [5] Suhrmann, R.: Kontrast und Graustufen im Fernsehbild. Elektron. Rdsch. Bd. 11 (1957) Nr. 2, S. 43—46
- [6] ● Dillenburger, W.: Einführung in die neue deutsche Fernsehtechnik, S. 329. 2. Aufl., Berlin 1953, Schiele & Schön

(eingegangen am 19. Jan. 1957)

¹⁾ Angaben über diesen Wert streuen von etwa 40...75%.

²⁾ Dabei ist $R_i = 4 M\Omega$ angenommen, ein Wert, der bisher nur mit Regelschaltungen erreicht wurde.

³⁾ Synchronspannung = 25% der Gesamt-Signalspannung, Videospannung = 65% der Gesamt-Signalspannung, Synchronspannung = 38% der Videospannung, Trägerrest für Tonübertragung = 10% der Gesamt-Signalspannung.

Zusammenhang zwischen Zeitfunktion $A(t)$ und Spektralfunktion $\varphi(p)$

DK 621.3.012.015.33:517.942.82

Die nachstehenden Ausführungen bilden eine Ergänzung zu den früher in „Funk und Ton“ [1, 2, 3] veröffentlichten Untersuchungen des Verfassers zur Theorie der Einschwingvorgänge.

1. Rechnen mit komplexen Integralen

Zunächst sollen einige Sätze vorausgeschickt werden, die für die Rechnung mit komplexen Integralen von großer Wichtigkeit sind.

1.1 Jordanscher Hilfssatz

Der Jordansche Hilfssatz lautet, formal ausgedrückt,

$$\lim_{R \rightarrow \infty} \int \Phi(p) e^{-pt} dp \rightarrow 0 \quad (1)$$

wenn $\Phi(p)$ eine analytische Funktion ist, die mit wachsender Frequenz $|p|$ gleichmäßig gegen Null konvergiert. Er besagt, daß man das Integral

$$f(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \Phi(p) e^{ipt} dp \quad (2)$$

durch Hinzufügen eines Halbkreises mit dem Radius R , wobei $R \rightarrow \infty$ strebt, zu einem geschlossenen Integral machen kann und daß das Integral dabei gleichmäßig gegen Null konvergiert, und zwar 1. für negative Zeiten t auf einem Halbkreis mit dem Radius R , der rechts vom Nullpunkt liegt, 2. für positive Zeiten t auf einem Halbkreis mit dem Radius R , der links vom Nullpunkt liegt.

Im allgemeinen darf man in (2) den Grenzübergang nach $-\infty$ nicht unabhängig von dem Grenzübergang nach $+\infty$ vornehmen, sondern er ist im Sinne des Cauchyschen Hauptwertes zu vollziehen, der die Werte einer regulären Funktion durch ein sehr starkes inneres Band miteinander verknüpft derart, daß durch die Werte auf dem Rande diejenigen im Inneren des Integrationsweges C vollständig mitbestimmt werden. Wenn man von einer Funktion $f(p)$ weiß, daß sie in einem Gebiet regulär ist, und wenn man ihre Werte längs eines geschlossenen Weges C in dem regulären Gebiet kennt, der keine singulären Punkte umschließt, so folgen daraus mit Notwendigkeit ihre Werte im Inneren von C nach der Gleichung

$$f(p) = \frac{1}{2\pi j} \int_{(C)} \frac{\varphi(\zeta)}{(\zeta - p)^{n+1}} d\zeta \quad (3)$$

Durch die Funktion $f(p)$ ist also jeder nicht auf C gelegene Punkt p eindeutig bestimmt. Dasselbe gilt auch für die n -te Ableitung der Funktion

$$f^{(n)}(p) = \frac{n!}{2\pi j} \int_{(C)} \frac{\varphi(\zeta)}{(\zeta - p)^{n+1}} d\zeta \quad (3a)$$

Ist $f(p)$ in einem abgeschlossenen Intervall $a \leq p \leq b$ der reellen Veränderlichen p mit ihren Ableitungen 1. und 2. Ordnung eine stetige Funktion und ist p_0 ein Punkt im Inneren des Intervalls, so hat nach der gewöhnlichen Definition des Integrals im allgemeinen der Ausdruck

$$\int_a^b \frac{\varphi(p)}{p - p_0} dp$$

keinen Sinn. Dagegen existiert folgender Grenzwert:

$$H(p_0) = \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \left(\int_a^{x_0 - \varepsilon} \frac{\varphi(p)}{p - p_0} dp + \int_{x_0 + \varepsilon}^b \frac{\varphi(p)}{p - p_0} dp \right) \quad (4)$$

der sogenannte Cauchysche Hauptwert, bei dem also wesentlich ist, daß die singuläre Stelle x_0 von beiden Seiten gleichzeitig und symme-

trisch approximiert wird. Dieser Begriff läßt sich sinngemäß auch ins Komplexe übersetzen.

Nach dem Cauchyschen Hauptwertsatz ist ein Integral gleich Null, wenn der Integrand eine ungerade Funktion ist. Dies ist ersichtlich, wenn man den Integrationsweg wie folgt unterteilt:

$$\int_{-\infty}^0 = - \int_0^{\infty} \quad (4a)$$

Das heißt, es ist

$$\int_{-\infty}^{+\infty} = 0$$

Für die gerade Funktion gilt demnach

$$\int_{-\infty}^0 = \int_0^{+\infty}$$

also

$$\int_{-\infty}^{+\infty} = 2 \cdot \int_0^{\infty}$$

Stellt die Kurve C mit der komplexen Variablen $p = x + jy$ einen stetig gekrümmten Kurvenbogen in der komplexen Zahlenebene dar und bedeutet s die Bogenlänge auf der Kurve, so ist p eine mit stetigen Ableitungen erster und zweiter Ordnung versehene komplexe Funktion von s , nämlich $p = p(s)$, für die $|p'(s)| = 1$ ist. Ist weiterhin $\varphi(p)$ eine Funktion der auf der Kurve C verlaufenden komplexen Veränderlichen p oder nach obiger Festlegung $p(s)$ und hat diese Funktion daher stetige Ableitungen erster und zweiter Ordnung nach s , so erhält man für einen beliebigen Punkt p_0 im Innern der Kurve C für den Hauptwert des Integrals

$$\int_{(C)} \frac{\varphi(p)}{p - p_0} dp$$

den Grenzwert

$$H(p_0) = \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \left(\int_a^{p_0 - \varepsilon} \frac{\varphi(p)}{p - p_0} p' ds + \int_{p_0 + \varepsilon}^b \frac{\varphi(p)}{p - p_0} p' ds \right) \quad (4')$$

wobei a, b die Grenzen von C darstellen und $p_0 = p(s_0)$ ist. $\varphi(p)$ ist durch die Formel (3) für jeden Punkt p definiert, der nicht auf C liegt. Für einen Punkt p_0 auf C ergibt sich sein Hauptwert $H(p_0)$ nach (4'). Man bezeichnet $h^+(p_0)$ beziehungsweise $h^-(p_0)$ als die Grenzwerte von $\varphi(p)$, die man erhält, wenn man sich dem Punkt p_0 auf der auf der Kurve C in p_0 errichteten Normalen in positiver beziehungsweise negativer Richtung nähert. Die positive Richtung ist die, die bei positivem Durchlaufen der Kurve C nach links weist. Die Grenzwerte $h^+(p_0)$ beziehungsweise $h^-(p_0)$ existieren und sind mit den Werten $\varphi(p_0)$ und $H(p_0)$ durch folgende Gleichungen verknüpft:

$$h^+(p_0) - h^-(p_0) = \varphi(p_0)$$

mit

$$h^+(p_0) - \frac{1}{2} \varphi(p_0) = H(p_0) \quad (4'a)$$

$$h^-(p_0) + \frac{1}{2} \varphi(p_0) = H(p_0)$$

Die Werte $\varphi(p_0)$ auf dem Rande eines einfach zusammenhängenden, abgeschlossenen Gebietes, das von stückweise stetig gekrümmten Kurven begrenzt sein soll, sind Randwerte einer regulären analytischen Funktion $\varphi(p)$. Es muß im Innern des Gebietes die Cauchysche

Integralformel gelten, während die Funktion außerhalb des Gebietes den Wert Null haben muß. Nach obigem ist also

$$h^+(p_0) = \varphi(p_0), \text{ da } h^-(p_0) = 0 \quad (4'b)$$

Damit erhält man für diese Randwerte $\varphi(p)$ im Inneren jedes stetig gekrümmten geschlossenen Kurvenbogens C die Bedingung

$$\varphi(p_0) = \frac{1}{\pi j} \int_{(c)} \frac{\varphi(p)}{p - p_0} dp \quad (4'c)$$

die notwendig und hinreichend dafür ist, daß die Funktion $\varphi(p)$ die Randwerte der durch sie im Innengebiet definierten Funktion $\varphi(\zeta)$ darstellt, die nach dem Cauchyschen Integralsatz lautet

$$\varphi(\zeta) = \frac{1}{2\pi j} \int_{(c)} \frac{\varphi(p)}{p - \zeta} dp \quad (4'd)$$

Es gilt also der Satz: „Der absolute Betrag einer in einem abgeschlossenen Gebiet regulären Funktion $f(p)$ erreicht seinen größten und, wenn $f(p)$ in p nullstellenfrei ist, auch seinen kleinsten Wert auf dem Rande des Gebietes, und zwar nur auf dem Rande, wenn $f(p)$ in p nicht konstant ist.“

Die hinreichenden und notwendigen Bedingungen dafür, daß das Integral

$$\int_0^\infty \Phi(p) e^{-pt} dp$$

konvergiert, daß also für ein bestimmtes $p = p_0$

$$f(t) = \lim_{\varepsilon \rightarrow 0, \omega_2 \rightarrow \infty} \int_{\varepsilon}^{\omega_2} \Phi(p) e^{-p_0 t} dp \quad (5)$$

einen bestimmten endlichen Wert darstellt, sind folgende:

a) $\Phi(p)$ muß mindestens für $t > 0$ definiert sein und in jedem endlichen Intervall $0 < \tau_1 \leq t \leq \tau_2$ integrierbar sein.

b) Für ein reelles oder komplexes p_0 muß an der unteren Grenze zu einem beliebigen kleinen $\delta > 0$ ein geeignetes $\varepsilon > 0$ zu finden sein, so daß für alle $\varepsilon_1, \varepsilon_2 \dots$ mit $0 < \varepsilon_1 < \varepsilon_2 \leq \varepsilon$ die Bedingung

$$\int_{\varepsilon_1}^{\varepsilon_2} |\Phi(p)| dp < \delta \quad (5a)$$

gewährleistet ist.

c) An der oberen Grenze muß zu beliebig kleinem $\delta > 0$ ein hinreichend großes ω so zu finden sein, daß für alle $\omega_1, \omega_2 \dots$ mit $\omega \leq \omega_1 < \omega_2$ gilt

$$\int_{\omega_1}^{\omega_2} |\Phi(p)| e^{-t \operatorname{Re} p_0} dp < \delta \quad (5b)$$

1.2 Cauchyscher Integralsatz

Der Integralsatz von Cauchy lautet

$$\oint \Phi(p) dp = 0 \quad (6)$$

Er besagt, daß das Umlaufintegral unabhängig von der Form und Länge des Weges den Wert Null hat, wenn der Integrand im Innern des vom Integrationsweg umrandeten Gebietes und auf dem Integrationsweg selbst regulär ist. Eine Funktion $\Phi(p)$ heißt dabei nach Riemann analytisch, wenn sie im Punkt p einen Differentialquotienten hat, der nur von p allein abhängt, nicht aber von der Art des Grenzüberganges bei der Bildung des Differentialquotienten, und regulär, wenn sie den partiellen Riemannschen Differentialgleichungen im ganzen Bereich genügt

$$\frac{\partial \varphi}{\partial x} = \frac{\partial \psi}{\partial y} \quad \text{und} \quad \frac{\partial \varphi}{\partial y} = - \frac{\partial \psi}{\partial x} \quad (7)$$

wobei die komplexe Funktion $\Phi(p)$ in ihre Komponenten

$$\Phi(p) = f(x + jy) = \varphi(x, y) + j\psi(x, y) \quad (7a)$$

zerlegt ist. Es kann weder der reelle Teil $\varphi(x, y)$ noch der imaginäre Teil $\psi(x, y)$ von $\Phi(p)$ willkürlich gewählt werden, sondern sie müssen der Laplaceschen Differentialgleichung genügen

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} = 0 \quad (7b)$$

d. h., es müssen jeder für sich der Laplaceschen und beide zusammen den Riemannschen Differentialgleichungen genügen. Nicht erfüllt sind die Riemannschen Differentialgleichungen jedoch auch bei analytischen Funktionen an den singulären Stellen. Das sind Punkte, in denen die Funktion Pole einfacher oder mehrfacher Ordnung hat, oder in denen eine sonst eindeutige Funktion mehrdeutig wird, die sogenannten Verzweigungsstellen. Um die Schwierigkeiten zu vermeiden, die sich beim Integrieren mehrdeutiger Funktionen ergeben, wendet man den Kunstgriff an, die Ebene der unabhängigen Veränderlichen durch Schnitte, ausgehend von der Verzweigungsstelle, so zu unterteilen, daß die Mehrdeutigkeit aufhört. Jedoch soll dieses Problem hier nicht angeschnitten werden. Realteil und Imaginärteil einer analytischen Funktion sind reguläre Potentialfunktionen. Eine Funktion φ , die mit einer regulären Funktion ψ durch die Cauchy-Riemannschen Differentialgleichungen (7) verknüpft ist, ist wieder eine reguläre Potentialfunktion und heißt zu ψ konjugierte Potentialfunktion. Die konjugierte Potentialfunktion φ ist bis auf eine additive Konstante durch ψ eindeutig bestimmt. ψ ist also zu $(-\varphi)$ konjugiert.

Ist die Funktion $\Phi(p)$ nach (7a) im Innern und auf dem Rande eines Kreises K vom Radius R regulär, nämlich

$$\Phi(p) = R e^{j\psi} = u(R, \psi) + v(R, \psi) \quad (7'')$$

so gilt für einen beliebigen Punkt $p = x + jy = r \cdot e^{j\psi}$ im Innern des Kreises nach dem Cauchyschen Integralsatz (3) die Beziehung

$$\Phi(p) = \frac{1}{2\pi j} \int_{(K)} \frac{f(\zeta)}{\zeta - p} d\zeta = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} f(R e^{j\varphi}) \frac{R e^{j\varphi}}{R e^{j\varphi} - r e^{j\psi}} d\varphi \quad (7')$$

Für einen Punkt $p^* = R_2/p$ außerhalb des Kreises wird die Funktion $\frac{f(p)}{p - p^*}$ in K einschließlich des Randes regulär sein; dann besteht gemäß (4'b) die Beziehung

$$0 = \frac{1}{2\pi j} \int_{(K)} \frac{f(\zeta)}{\zeta - p^*} dp = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} f(R e^{j\varphi}) \frac{r e^{j\varphi}}{r e^{j\varphi} - R e^{j\psi}} d\varphi \quad (7'a)$$

Durch Subtrahieren beziehungsweise Addieren von (7') und (7'a) und durch Trennen nach Real- und Imaginärteilen erhält man schließlich für die Potentialfunktionen die Poissonschen Integralformeln

$$u(r, \psi) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} u(R, \varphi) \frac{R^2 - r^2}{R^2 - 2Rr \cos(\psi - \varphi) + r^2} d\varphi \quad (7'b)$$

$$v(r, \psi) = v(0) + \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} u(R, \varphi) \frac{Rr \sin(\psi - \varphi)}{R^2 - 2Rr \cos(\psi - \varphi) + r^2} d\varphi$$

mit

$$v(0) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} v(R, \varphi) d\varphi \quad (7'c)$$

Mit $r = 0$ geht (7'b) über in

$$u(0) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} u(R, \varphi) d\varphi \quad (7'd)$$

Diese Gleichung stellt eine Verallgemeinerung des Satzes vom arithmetischen Mittel dar, nach dem der Wert einer Funktion $f(p)$ im Punkt p gleich ist dem arithmetischen Mittel der Funktionswerte auf dem Umfang eines Kreises um p mit dem Radius ϱ , wenn der Kreis einen abgeschlossenen Regularitätsbereich von $f(p)$ bildet, nämlich

$$f(p) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} f(p + \varrho e^{j\varphi}) d\varphi \quad (7'e)$$

Will man die reguläre Potentialfunktion u und die zu ihr konjugierte Potentialfunktion v durch eine konvergente Reihe einfacher Potentialfunktionen ausdrücken und ersetzt $u(R, \varphi)$ durch eine beliebige, längs der Kreisperipherie stetige Funktion $g(\varphi)$, so erhält man die

$$u(r, \varphi) = \frac{a_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{r}{R}\right)^n (a_n \cos n \varphi + b_n \sin n \varphi) \quad (7'f)$$

$$v(r, \varphi) = v(0) + \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{r}{R}\right)^n (-b_n \cos n \varphi + a_n \sin n \varphi)$$

mit

$$a_n = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} g(\varphi) \cos n \varphi d\varphi$$

$$b_n = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} g(\varphi) \sin n \varphi d\varphi \quad (7'g)$$

Das Poissonsche Integral (7'b) beziehungsweise (7'f) gestattet also die Darstellung einer bekannten Potentialfunktion und löst die Randwertaufgabe der Potentialtheorie für den Kreis, d. h., es stellt eine im Innern des Kreises R um den Nullpunkt reguläre Potentialfunktion dar, die die Randwerte $g(\varphi)$ annimmt, wenn $g(\varphi)$ eine beliebige, reelle stetige Funktion von φ mit der Periode 2π ist.

2. Spektrale Darstellung von Zeitfunktionen

2.1 Allgemeine Zusammenhänge

Mit allen diesen Festlegungen kann man bezüglich des Integrationsweges folgende Überlegungen anstellen. In der Wahl des jeweiligen Integrationsweges hat man freie Hand und verknüpft mit einer bestimmten Wahl auch eine bestimmte Vorstellung.

Mit $p = \delta + j\omega$ bezeichnet man wie üblich eine komplexe Frequenz und verbindet damit die Vorstellung einer gedämpften oder anschwellenden Schwingung der Kreisfrequenz ω , je nachdem ob δ negativ oder positiv ist. δ kann im Sonderfall auch eine vorher bestimmte Funktion der Frequenz sein. Bei einer harmonischen Schwingung ist $\delta = 0$, p liegt auf der imaginären Achse der Gaußschen Zahlenebene, und das komplexe Integral geht in ein reines Fourier-Integral über, d. h., die übliche Zerlegung nach Fourier ist ein Sonderfall der Zerlegung nach gedämpften und anschwellenden Schwingungen oder sonstigen, beliebigen Zeitfunktionen.

Zwischen der Zeitfunktion $A(t)$, die von der Zeit $t = 0$ an wirksam sei, und ihrer Spektralfunktion $\varphi(p)$, die durch das einseitige Laplace-Integral definiert ist

$$\varphi(p) = \int_0^{\infty} A(t) e^{-pt} dt \quad (8)$$

besteht in Analogie zu [1] Gleichung (4) folgende Beziehung:

$$\frac{1}{2\pi j} \int_{-j\infty}^{+j\infty} \varphi(p) e^{pt} dp = \begin{cases} A(t) & \text{für } t > 0 \\ 0 & \text{für } t < 0 \end{cases} \quad (8a)$$

Die Spektralfunktion $\varphi(p)$ (Bildfunktion) steht mit der Operatorfunktion $f(p)$, wie sie in [5] eingeführt ist, in folgendem Zusammenhang:

$$f(p) = p \varphi(p) \quad (8b)$$

Der Unterschied beider Funktionen ist nur formell. Die Operatorfunktion $f(p)$ hat die einfache physikalische Bedeutung der Übertragungsfunktion im eingeschwungenen Zustand, während die Spektralfunktion nur mathematische Bedeutung hat. Wenn man nämlich die Übergangsfunktion $A(t)$ mit dem Fourier-Integral in ein kontinuierliches Spektrum von harmonischen Schwingungen zerlegt, so stellt $\varphi(j\omega)$ eine komplexe Amplitude in diesem Spektrum dar. Wird in einem Laplace-Integral $p = j\omega$ gesetzt, so muß sich die Amplitude der Partialschwingung des Fourier-Integrals ergeben. Bezüglich der Anwendungsmöglichkeiten und des Geltungsbereiches stimmen beide Funktionen vollkommen überein. Vom technischen Standpunkt aus ist jedoch die Verwendung der Operatorfunktion $f(p)$ zweckmäßig, weil sie die gleiche Dimension wie die Übergangsfunktion $A(t)$ hat. Die singulären Stellen der Spektralfunktion müssen in bezug auf den

Integrationsweg betrachtet werden. Sie müssen links vom Integrationsweg liegen, damit die Zeitfunktion $A(t)$ gleich Null wird für Zeiten $t < 0$ gemäß den Feststellungen durch den Jordanschen Hilfsatz (1).

Bei den normalen physikalischen Systemen kann es nicht vorkommen, daß singuläre Punkte von $\varphi(p)$ in der rechten Halbebene liegen, ausgenommen Systeme mit linearer Leistungserzeugung, z. B. Verstärker. Derartige Systeme sind strenggenommen nicht linear, was jedoch die Bedingung für die Anwendbarkeit des Rechenverfahrens ist. Indessen läßt sich die bei den betrachteten Fällen auftretende

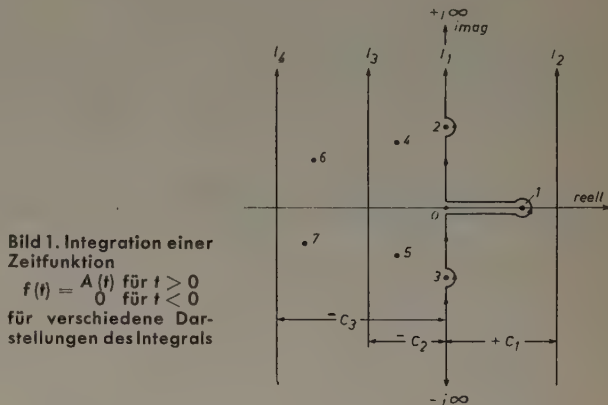


Bild 1. Integration einer Zeitfunktion
 $f(t) = \begin{cases} A(t) & \text{für } t > 0 \\ 0 & \text{für } t < 0 \end{cases}$
 für verschiedene Darstellungen des Integrals

kleine Nichtlinearität vernachlässigen, entsprechend den normalen Betriebsbedingungen, die durch hohe Anforderungen bezüglich des Klirrfaktors gekennzeichnet sind. In den Fällen der inneren Leistungserzeugung jedoch werden die singulären Stellen nach Gesichtspunkten eingeschleift, die unter Bezugnahme auf Bild 1 nachfolgend dargestellt werden.

2.2 Zerlegung der Spektralfunktion

Die Pole der Spektralfunktion seien, wie im Bild 1 dargestellt, auf der p -Ebene verteilt.

Bei der Auswertung derartiger komplexer Integrale ist folgendermaßen vorzugehen:

Man geht von Pol zu Pol und stellt klar, ob es sich wirklich um einen Pol oder etwa auch um einen Verzweigungspunkt handelt. Man muß also die Nullstellen, Pole oder Verzweigungspunkte der Funktion diskutieren, um feststellen zu können, welcher Integrationsweg der zweckmäßigste ist. Im Hinblick auf die Anwendung der Laplace-Transformation (L-Transformation) ist diese Vorüberlegung von Fall zu Fall notwendig, denn es gibt von vornherein keine sicheren Kennzeichen dafür, ob die Funktion $\varphi(p)$ durch eine L-Transformation aus $A(t)$ entstanden ist. Eine Funktion $\varphi(p)$, von der nicht bekannt ist, ob sie durch eine L-Transformation entstanden ist, kann nur dann durch eine L^{-1} -Transformation in die Zeitfunktion $A(t)$ verwandelt werden, wenn für $p = \infty$ die Funktion $\varphi(p)$ zu Null wird. Diese Bedingung ist zwar notwendig, aber nicht hinreichend; ein hinreichendes Kriterium ist bisher nicht bekannt. Falls eine solche Aufgabe vorliegt, muß man die gefundene Funktion $A(t)$ durch L-Transformation wieder in die $\varphi(p)$ -Funktion überführen. Dieser Weg ist unerläßlich, wenn man sicherstellen will, daß die gefundene Funktion $A(t)$ tatsächlich der Funktion $\varphi(p)$ im Oberbereich entspricht. Ist die Funktion $\varphi(p)$ eine gebrochene rationale Funktion, so läßt sich das L-Integral $A(t)$ allein schon durch die Heavisidesche Formel ermitteln.

1. Wählt man den Integrationsweg l_1 (Bild 1), so kann man die zweimal durchlaufene Linie, die den Pol 1 mit der imaginären Achse verbindet, vernachlässigen und den Kreis um 1 schließen. Das Integral um den Kreis habe den Wert $P e^{at}$, wenn der Pol bei $p_0 = a$ liegt und P den Rest der Spektralfunktion im Pol a angibt. Dabei ist das Residuum der Funktion $\varphi(p)$ an der Stelle $p_0 = a$ definiert als der Wert des um den isolierten Punkt $p_0 = a$ genommenen Integrals

$$P = \int_{p_0} \varphi(p) dp = \int \frac{f(p)}{p - p_0} dp = 2\pi j f(p_0) \quad (9a)$$

wobei für p allgemein gilt

$$p = a + r \cdot e^{j\varphi}$$

Der Integrationsweg von $-\infty$ bis $+\infty$ ist außer der Festlegung für Punkt 1 so zu verstehen, daß man beim Durchlaufen des Integrationsweges immer auf der imaginären Achse bleibt und die daraufliegenden Pole durch einen kleinen Halbkreis rechts umläuft. Man erhält für das Integral den Wert

$$\frac{1}{2\pi j} \int_{-\infty-j\infty}^{+\infty+j\infty} \varphi(p) e^{pt} dp + \sum P \cdot e^{at} = \begin{cases} 0 & \text{für } t < 0 \\ A(t) & \text{für } t > 0 \end{cases} \quad (9b)$$

Der Beitrag der Integrale längs der Halbkreise kann indessen getrennt bewertet und die Integration von $-\infty$ bis $+\infty$ genau auf die imaginäre Achse begrenzt werden, indem man $p + j\omega$ setzt. Auf diese Weise ergibt sich unter der Voraussetzung mehrerer Pole in der rechten Halbebene die Gleichung

$$\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \varphi(j\omega) e^{j\omega t} d\omega + \sum P e^{at} + \sum Q e^{j\omega t} = \begin{cases} 0 & \text{für } t < 0 \\ A(t) & \text{für } t > 0 \end{cases} \quad (9c)$$

wobei Q der Rest von $\varphi(p)$ an den Polen $p = j\omega$ ist.

$$\frac{1}{2\pi j} \int_{-c_3-j\infty}^{-c_3+j\infty} \varphi(p) e^{pt} dp = \frac{e^{-c_3 t}}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \varphi(-c_3 + j\omega) e^{j\omega t} d\omega + \sum P e^{at} + \sum Q e^{j\omega t} + \sum R e^{-\beta t} = \begin{cases} 0 & \text{für } t < 0 \\ A_1(t) & \text{für } t > 0 \end{cases} \quad (13)$$

2. Wählt man den Weg l_2 , so liegen alle Pole links vom Integrationsweg, und man erhält ohne weiteres die Gleichung

$$\frac{1}{2\pi j} \int_{c_1-j\infty}^{c_1+j\infty} \varphi(p) e^{pt} dp = \frac{e^{c_1 t}}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \varphi(c_1 + j\omega) e^{j\omega t} d\omega = \begin{cases} 0 & \text{für } t < 0 \\ A(t) & \text{für } t > 0 \end{cases} \quad (10)$$

Dieser Ausdruck stellt die Zeitfunktion $A(t)$ durch ein kontinuierliches Spektrum anschwelliger harmonischer Schwingungen dar.

3. Bei der Wahl des Integrationsweg l_3 muß man die Pole der imaginären Achse ganz in kleine Kreise einschließen und bekommt dann nach dem Residuensatz von Cauchy die Beziehung

$$\begin{aligned} \frac{1}{2\pi j} \int_{-c_2-j\infty}^{-c_2+j\infty} \varphi(p) e^{pt} dp + \sum P e^{at} + \sum Q e^{j\omega t} \\ = \frac{e^{-c_2 t}}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \varphi(-c_2 + j\omega) e^{j\omega t} d\omega + \sum P e^{at} + \sum Q e^{j\omega t} \end{aligned} \quad (11)$$

$$= \begin{cases} 0 & \text{für } t < 0 \\ A(t) & \text{für } t > 0 \end{cases}$$

Die Zeitfunktion $A(t)$ wird in diesem Falle durch gedämpfte harmonische Schwingungen dargestellt, die von einer Reihe kleiner, zusätzlicher Glieder begleitet sind, von denen einige ungedämpfte harmonische Schwingungen darstellen.

Der Residuensatz von Cauchy lautet unter Bezugnahme auf die Bezeichnungen im Bild 2

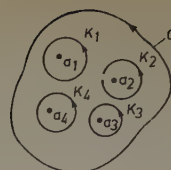
$$\frac{1}{2\pi j} \int_{(C)} \varphi(p) dp + \sum_{\lambda=1}^n \frac{1}{2\pi j} \int_{(K_\lambda)} \varphi(p) dp = 0 \quad (12)$$

Der Bereich von C ist regulär mit Ausnahme der singulären Punkte a_λ . Bezeichnet P_λ das Residuum der Funktion $\varphi(p)$ im Punkte a_λ , so erhält man

$$\frac{1}{2\pi j} \int_{(C)} \varphi(p) dp = \sum_{\lambda=1}^n P_\lambda \quad (12a)$$

Liegt der geschlossene Weg C im Regularitätsbereich von $\varphi(p)$, ist aber $\varphi(p)$ im Inneren von C eindeutig und durchweg regulär und längs der Kurve C von Null verschieden, so kann C nur endlich viele

Bild 2. Schema zur Erläuterung des Residuensatzes von Cauchy



Nullstellen umschließen. Die Anzahl N der Nullstellen, nicht der Pole, ergibt sich aus

$$N = \frac{1}{2\pi j} \int_{(C)} \frac{\varphi'(p)}{\varphi(p)} dp \quad (12b)$$

Sind außer endlich vielen Nullstellen N noch endlich viele Pole P vorhanden, so gilt

$$N - P = \frac{1}{2\pi j} \int_{(C)} \frac{\varphi'(p)}{\varphi(p)} dp \quad (12c)$$

Dabei zählt ein Pol oder eine Nullstelle n -ter Ordnung n -fach.

4. Schließlich ist noch der Weg l_4 möglich. Bei dieser Darstellung liegen alle Pole rechts des Integrationsweges, und man erhält die Gleichung (13)

wobei R das Residuum der Pole $p_0 = -\beta$ auf der linken Halbebene darstellt. Wie bei der Darstellung unter 3. setzt sich die Zeitfunktion $A(t)$ auch hierausgedämpften harmonischen Schwingungen zusammen.

Schließt man nach Jordan den Integrationsweg des Integrales, so wird $A(t)$ für $t > 0$ nur durch die Zusatzglieder dargestellt, da das Integral selbst Null wird. Für $t < 0$ erhält man einen geschlossenen Integrationsweg, der nach dem Satz von Cauchy aus vielen kleinen Kreisen um die einzelnen Punkte gebildet werden kann. Diese Kreise werden in negativer Richtung durchflossen. Das Integral hat darum den Wert

$$a = -\sum P e^{at} - \sum Q e^{j\omega t} - R e^{-\beta t} \quad (14)$$

Setzt man den Ausdruck (14) für a in die Beziehung (13) ein, so heben sich tatsächlich alle Glieder für $t < 0$ auf.

2.3 Zerlegung der Zeitfunktion

Nach einem von K. W. Wagner [4] angegebenen Verfahren, das auf der Anwendung der Laplace-Transformation beruht, kann eine beliebige Funktion $A(t)$, die auch für Zeiten $t < 0$ bestimmte Werte hat und im übrigen einer physikalischen Funktion entspricht, d. h. einer im allgemeinen kontinuierlichen und durch eine Taylorsche Reihe darstellbaren Funktion, bei der bezüglich der Pole obige Ausführungen zu beachten sind, in ein kontinuierliches Schwingungsspektrum verwandelt werden, indem man sie in eine gerade Funktion $G(t)$ und in eine ungerade Funktion $F(t)$ zerlegt

$$\begin{aligned} F(t) &= \frac{1}{2j} [A(t) - A(-t)] \\ G(t) &= \frac{1}{2} [A(t) + A(-t)] \end{aligned} \quad (15)$$

und dann diese Funktionen getrennt in ihre Spektren verwandelt. Durch Überlagerung beider Spektren ergibt sich schließlich das Spektrum der gegebenen Funktion

$$A(t) = F(t) + G(t) \quad (16)$$

Dieses Verfahren muß bei Zeitfunktionen angewendet werden, deren Spektralfunktion Pole in der positiven Halbebene hat, die also instabile Systeme darstellen; die Fourier-Integrale würden in diesem Falle divergieren. Bei obigem Verfahren wird nämlich der Teil der Zeitfunktion, der die Divergenz bestimmt, abgesondert und erscheint als Beitrag der Pole der Spektralfunktion.

Unter Berücksichtigung von (9a) bis (14) beschränkt sich die Darstellung nicht nur auf die Zerlegung von Funktionen in harmonische Schwingungen, sondern sie gestattet auch die Zerlegung in gedämpfte oder anschwellende Schwingungen, deren Dämpfung entweder konstant oder eine vorher bestimmte Funktion der Frequenz sein kann. (9b) stellt die Sprungfunktion $A(t)$ dar, also eine Zeitfunktion, die für Zeiten $t < 0$ gleich Null ist und deren Spektralfunktion nur in der linken Halbebene Pole hat. Erweitert man diese Gleichungen für Funktionen, die auch zu negativen Zeiten bestimmte Werte annehmen, und unterscheidet zwischen geraden und ungeraden Funktionen, so gelangt man zu folgenden Darstellungen.

Die entsprechende Beziehung für eine ungerade Funktion $F(t)$, für die

$$\begin{aligned} F(t) &= A(t) \quad \text{für } t > 0 \\ -F(t) &= +A(-t) \quad \text{für } t < 0 \end{aligned} \quad (17a)$$

gilt, lautet

$$F(t) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} j \varphi(j\omega) \sin \omega t d\omega + 2 \sum P \sinh at + j \sum Q \sin vt \quad (17)$$

Das Spektrum einer ungeraden Funktion kann also nur Sinusschwingungen enthalten, während, wie nachfolgend gezeigt wird, das Spektrum einer geraden Funktion nur aus Kosinusschwingungen bestehen kann.

Für eine gerade Funktion $G(t)$, für die

$$\begin{aligned} G(t) &= A(t) \\ G(t) &= A(-t) \end{aligned} \quad (18a)$$

mit

$$G(t) = G(-t) \quad (18b)$$

gilt, erhält man die zu (17) analoge Beziehung

$$G(t) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \varphi(j\omega) \cos \omega t d\omega + 2 \sum P \cosh at + \sum Q \cos vt \quad (18)$$

Durch eine Spektralzerlegung der Zeitfunktion $A(t)$ entsteht ein Frequenzspektrum, das alle Frequenzen von 0 bis ∞ enthält, und für deren Amplituden die Spektralfunktion ein Maß ist. Durch geeignete Wahl der Zeitfunktion $A(t)$ läßt sich nun erreichen, daß die Amplituden bei hohen Frequenzen sehr stark abnehmen. Zum Beispiel lautet die zu (8a) gehörige spektrale Zerlegung der Sprungfunktion nach Anwendung der Zerlegung des Integrationsweges gemäß (4a), dargestellt als kontinuierliches Spektrum harmonischer Schwingungen,

$$A(t) = \frac{1}{2} + \frac{1}{\pi} \cdot \int_0^{\infty} \frac{\sin \omega t}{\omega} d\omega = \frac{1}{2} + \frac{1}{\pi} \text{Si}(\omega t) \quad (19a)$$

oder, wenn man sie unter Zugrundelegung einer komplexen Frequenz $p = c + j\omega$ gemäß (10) durch gedämpfte harmonische Schwingungen darstellen will

$$A(t) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{c e^{ct} \cos \omega t + \omega e^{ct} \sin \omega t}{c^2 + \omega^2} d\omega \quad (19b)$$

Die Teilschwingungen haben demnach die Form

$$\frac{c e^{ct} \cos \omega t + \omega e^{ct} \sin \omega t}{c^2 + \omega^2} d\omega$$

so daß sich deren Amplituden zu

$$A(\omega) = \frac{e^{ct} \sqrt{c^2 + \omega^2}}{\pi (c^2 + \omega^2)} = \frac{e^{ct}}{\pi \sqrt{c^2 + \omega^2}} \quad (19'b)$$

ergeben. Für $c = 0$ erhält man also für den Spannungssprung, wie direkt aus (19'b) zu ersehen ist, die Beziehung

$$A(\omega) = \frac{1}{\pi \omega} \quad (19'a)$$

Der Ausdruck (19b) stellt ein kontinuierliches Spektrum von Schwingungen dar, die im Bereich der Kreisfrequenzen von 0 bis c moduliert sind [6], wobei die jeweilige Modulationsfrequenz der beiden Summanden (der Faktor von $\sin \omega t$ beziehungsweise $\cos \omega t$) nur von der Kreisfrequenz abhängt.

Gewöhnlich wird eine Übergangsfunktion durch eine Zeitfunktion nach Bild 3a angenähert. Für diese Funktion erhält man unter Anwendung von (17) für ungerade Funktionen und mit den Bezeichnungen wie im Bild 3a die Beziehung

$$F(t) = -\frac{2}{\pi T} \int_0^{\infty} \frac{\sin \omega T}{\omega^2} \sin \omega t d\omega \quad (21)$$

wenn die dazugehörige Spektralfunktion nach (8) lautet¹⁾

$$\varphi(p) = \frac{1}{p^2 T} (1 - e^{-pT}) \quad (21a)$$

Es darf für die weiteren Betrachtungen nochmals darauf hingewiesen werden, daß die Spektralfunktion $\varphi(p)$ gemäß (8a) nur für positive Zeiten $t > 0$ Gültigkeit hat.

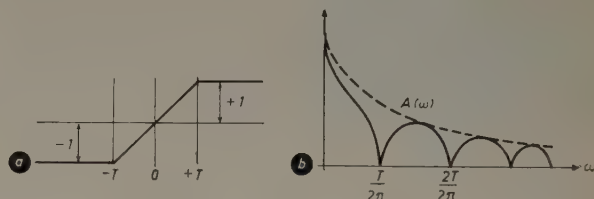


Bild 3. a) Zeitfunktion zur Annäherung einer Übergangsfunktion; b) Das Amplitudenspektrum der bei a) dargestellten Funktion

Die Amplitudenverteilung des Frequenzspektrums ergibt sich in diesem Falle zu

$$A(\omega) = \frac{2}{\pi T} \cdot \frac{1}{\omega^2} \quad (21b)$$

wenn man, um die Hüllkurve zu bekommen, $\sin \omega T = 1$ setzt. Man sieht, daß in diesem Fall die Amplituden mit dem Quadrat der Frequenzen abnehmen, während sie beim einfachen Spannungssprung nur umgekehrt proportional der Frequenz sind, also nach einer Hyperbel abnehmen.

In derselben Weise lassen sich einige weitere Funktionen darstellen. Für die Funktion nach Bild 4, die innerhalb der Zeit von $-T$ bis $+T$ sinusförmigen Verlauf hat, ergibt sich wieder unter Bezugnahme auf (17) für ungerade Funktionen mit

$$\Omega = \frac{\pi}{2T} \quad (22a)$$

die Gleichung

$$F(t) = \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\Omega \cos \omega T}{\omega (\Omega^2 - \omega^2)} \sin \omega t d\omega \quad (22)$$

In diesem Fall ist als Spektralfunktion einzusetzen

$$\varphi(p) = \frac{\Omega}{p^2 + \Omega^2} \left(1 + \frac{\Omega}{p} e^{-\frac{p\pi}{2\Omega}} \right) \quad (22b)$$

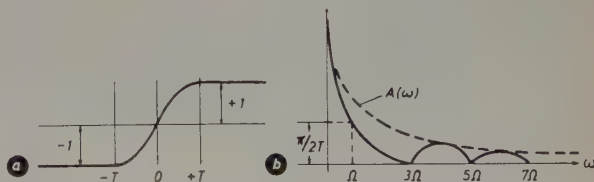


Bild 4. a) Zeitfunktion mit sinusförmigem Verlauf im Bereich von $-T$ bis $+T$; b) Das Amplitudenspektrum der bei a) dargestellten Funktion

¹⁾ Bezüglich der Ableitung der Spektralfunktion aus der Zeitfunktion sei auf die Sätze und Regeln in [3] hingewiesen.

Das Amplitudenspektrum nimmt mit wachsender Frequenz wie $\frac{1}{\omega^3}$ ab, wie aus folgender Gleichung ersichtlich ist:

$$A(\omega) = \frac{2}{\pi \omega} \cdot \frac{\Omega}{\Omega^2 - \omega^2} \quad (22c)$$

Ebenso wie bei der Sinusfunktion nach Bild 4 nimmt bei der Exponentialfunktion nach Bild 5a, der eine Spektralfunktion

$$\varphi(p) = \frac{1}{p(1 + pT)} \quad (23a)$$

zugeordnet ist und die sich darstellen läßt durch

$$F(t) = \frac{2}{\pi} \int_0^\infty \frac{1}{\omega(1 - \omega^2 T^2)} \sin \omega t d\omega \quad (23)$$

die Amplitudenfunktion

$$A(\omega) = \frac{2}{\pi \omega} \cdot \frac{1}{(1 - \omega^2 T^2)} \quad (23b)$$

mit wachsender Frequenz wie $\frac{1}{\omega^3}$ ab. Dieser Fall unterscheidet sich aber von den bisher behandelten dadurch, daß wegen des Fehlens der trigonometrischen Funktionen $\sin \omega T$ beziehungsweise $\cos \omega T$ kein Phasensprung bei einem Vielfachen von $\frac{T}{2\pi}$ eintritt, wie es z.B. in

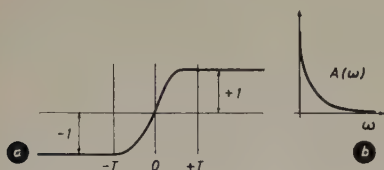


Bild 5. a) Zeitfunktion mit exponentiellem Verlauf im Bereich von $-T$ bis $+T$; b) Das Amplitudenspektrum der bei a) dargestellten Funktion

Abb. 3b dargestellt ist, sondern der Frequenzgang asymptotisch gegen seinen Endwert geht (Abb. 5b). Schließlich ist noch die Funktion

$$F(t) = \frac{2k}{\sqrt{\pi}} e^{-k^2 t^2} \quad (24)$$

zu erwähnen, der die Spektralfunktion

$$\varphi(p) = + e^{\frac{p^2}{4k^2}} \left[1 - \Phi\left(\frac{p}{2k}\right) \right] \quad (24a)$$

zugeordnet ist, die das Gaußsche Fehlerintegral $\Phi\left(\frac{p}{2k}\right)$ enthält, gemäß der Beziehung

$$\Phi(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-u^2} du \quad (24b)$$

Die spektrale Darstellung für diese Funktion lautet

$$F(t) = \frac{2}{\pi} \int_0^\infty \frac{d\omega}{\omega} e^{-\frac{\omega^2}{4k^2}} \sin \omega t \quad (24)$$

mit einem Amplitudengang von

$$A(\omega) = \frac{2}{\pi \omega} e^{-\frac{\omega^2}{4k^2}} \quad (24c)$$

Die Amplituden verlaufen wieder asymptotisch, und zwar hat in diesem Falle der Verlauf exponentiellen Charakter.

Diese Betrachtungen haben Bedeutung, wenn es sich um das Anschalten einer Wechselspannung beliebiger Form handelt, entsprechend den Ausführungen in [2] und speziell unter Berücksichtigung der Gleichungen (12 usw.) gemäß der Problemstellung beim Fernsehen, bei der Bildtelegraphie, bei der gewöhnlichen Telegraphie oder schließlich ganz allgemein bei der Übertragung eines verzerrten Zeichens beziehungsweise beliebigen Vorgangs.

Schrifttum

- [1] Kirschner, U.: Behandlung der Einschwingvorgänge mit Hilfe der Laplace-Transformation. Funk u. Ton Bd. 6 (1952) Nr. 7, S. 369—373
- [2] Kirschner, U.: Laplace-Transformation. Funk u. Ton Bd. 6 (1952) Nr. 11, S. 597—603
- [3] Kirschner, U.: Allgemeine Sätze über die Laplace-Transformation. Funk u. Ton Bd. 6 (1952) Nr. 10, S. 541—547
- [4] Wagner, K. W.: Una estensione dell'integrale Fourier. Alta Frequenza Bd. 10 (1941) Nr. 4, S. 195
- [5] ● Wagner, K. W.: Operatorenrechnung und Laplacesche Transformation nebst Anwendungen in Physik und Technik. 2. Aufl., Leipzig 1950, Barth
- [6] Kirschner, U.: Modulationsprobleme. Funk u. Ton Bd. 7 (1953) Nr. 2, S. 90-95

(eingegangen am 13. Aug. 1956)

AUS INDUSTRIE UND TECHNIK

Professor Dr. Gustav Mie †

Im Alter von 89 Jahren starb in Freiburg der Geheime Regierungsrat Professor Dr. Gustav Mie, der durch die Entdeckung des nach ihm benannten Mie-Effekts und durch seine „Theorie der Materie“ weit über die Grenzen Deutschlands bekannt geworden ist.

Professor Dr. phil. Chr. Gerthsen †

Am 8. Dezember 1956 verstarb im 62. Lebensjahr an einem Herzschlag der Ordinarius für Physik an der Technischen Hochschule Karlsruhe, Herr Professor Dr. phil. Christian Gerthsen. Ihm ist besonders die Verwendung des Spitzenzählers als Instrument zum Messen einzelner Ionen zu verdanken, dessen Bedeutung er im Rahmen seines Hauptarbeitsgebietes — der Wechselwirkung von Kanalstrahlen mit der Materie — vorausschauend erkannte. Das von ihm verfaßte Lehrbuch „Physik“, das kürzlich in 2. Auflage erschien, darf als eine der besten und weitestverbreiteten neueren Gesamtdarstellungen der Experimentalphysik und eines beträchtlichen Teils der theoretischen Physik angesehen werden.

Ehrenpromotion Professor Dr. phil. H. F. Mayer

Der Große Senat der Technischen Hochschule Stuttgart verlieh am 21. Dezember 1956 dem Vorstandsmitglied der Siemens & Halske AG, Herrn Professor Dr. phil. Hans Ferdinand Mayer, die akademische Würde eines Doktor-Ingenieurs ehrenhalber in Anerkennung seiner Verdienste um die Erforschung der Grundlagen der modernen Nachrichtentechnik und um die Entwicklung ihrer Übertragungssysteme.

Lehrgang für Physik-Assistenten

Im Mai 1957 beginnt das Seminar für moderne technische Gebiete, Weil am Rhein, Basler Straße 1, einen halbjährigen Tageskursus zur Ausbildung von Physik-Assistenten. Den Unterricht nach neuen didaktischen Methoden konzentriert sich auf die Hauptfächer „Allgemeine mathematisch-physikalische Grundlagen mit Anwendung in der Elektronik“, „Atomtechnik“, „Praktische Meßtechnik“. Vorbedingung ist ausgeprägte Eignung für die theoretische Behandlung physikalisch-technischer Probleme. Weitere Auskünfte erteilt das Seminar direkt.

Erste elektronische Fernsprechanlage in Europa

Die der Standard Elektrik AG, Stuttgart, nahestehende französische Firma LCT (Laboratoire Central de Télécommunications) übergab kürzlich die erste ohne Schalter und Relais aufgebaute elektronische Wählanlage an die französische Marine. Die Anlage dient zur Verbindung der einzelnen Gefechtsstände und soll selbst unter erschwerten Bedingungen (starke Erschütterungen, extreme Temperaturen) unbedingt sicher arbeiten.

Meßsender für das Zentimeterwellen-Gebiet

Als Leistungsmeßsender für Anpassungsmessungen an Antennen, Sender- und Empfängerleitungen sowie für Messungen an Einzelteilen ist im Frequenzbereich 4,4...9,1 GHz der Meßsender „3 W 515“ der Siemens & Halske AG bestimmt. Der Oszillator enthält zur Schwingungserzeugung ein Reflexklystron. Als Resonanzkreis dient eine mit kapazitiv wirkendem Kurzschlußkolben abgestimmte Koaxialleitung. Mittels des mit Spindel-

AEG

Elektronischer Zeitschalter und elektronischer Schalter mit Kaltkathodenröhren

Die Vielzahl von zeitabhängigen Steuervorgängen in der Verfahrenstechnik und in der industriellen Fertigung macht den Einsatz von Zeitschaltern notwendig, die besonders hohe Forderungen erfüllen müssen.

Die AEG hat für solche Aufgaben neben den bisherigen elektronischen Zeitschaltern Typ ZS mit Glühkathoden-Thyatron neue elektronische Zeitschalter Typ ZSg mit Kaltkathodenröhren auf den Markt gebracht. Der Zeitablauf ist bei diesen Schaltern einstellbar. Die Abmessungen wurden mit 165 mm x 65 mm Grundfläche und 117 mm Höhe möglichst klein gewählt. Derartige Schalter werden zum Anschluß an 220 V Wechsel- oder Gleichspannung ausgeführt.

Zum Betätigen der Schaltorgane einer Anlage sind in jedem Zeitschalter zwei Wechsler eingebaut. Die Kaltkathodenröhre und die Stabilisatorröhre, deren Katode ebenfalls unbeheizt ist, werden im Betrieb nur kurzzeitig belastet, so daß sie eine hohe Lebensdauer erreichen. AEG-Zeitschalter können in allen Richtungen mit einer Beschleunigung von 4 g beansprucht und in beliebiger Lage montiert werden. Eine Abdeckhaube aus Plexiglas und abgedeckte Anschlußklemmen verleihen dem Gerät die Schutzart P 30 nach DIN 40 050. Eine Fernbetätigung und Feineinstellung des Zeitablaufes erweitern den Einsatzbereich dieser Zeitschalter. Durch Zuschalten von Kondensatoren kann der Zeitbereich des Typs ZSg 20 bis auf 180 s erweitert werden. Die Rückstellzeit beträgt 0,1 s; für besondere Zwecke kann sie auf 0,01 s verringert werden. Mit zwei Zeitschaltern kann eine Impulsgeberschaltung für veränderliche Impulslänge und davon unabhängig veränderliche Pausenlänge zusammengestellt werden. Andererseits kann ein einzelner Zeitschalter als Impulsgeber dienen, wenn eine unveränderliche Impulsbreite von etwa 0,3 s zulässig ist. Die Pause kann hierbei innerhalb des Bereiches der Verzögerungszeit bestimmt werden. Die eingestellte Zeit wird auch bei Spannungsschwankungen

Elektronischer Zeitschalter Typ ZSg
mit Plexiglashaube

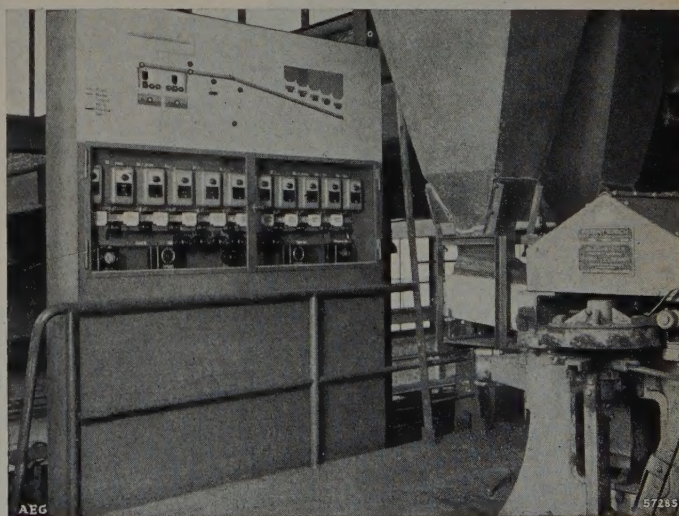


des Netzes von $\pm 10\%$ mit einer Genauigkeit von $\pm 1,5\%$ eingehalten.

Der elektronische Schalter Typ ES 4 hat den gleichen äußeren Aufbau; seine beiden Wechsler sind in gleicher Weise belastbar wie bei dem elektronischen Zeitschalter Typ ZSg. Er kann überall dort eingesetzt werden, wo empfindliche und nur gering belastbare Betätigungskontakte häufig geschaltet werden oder wo – aus Gründen der Explosionsgefahr – eine unterhalb der Eigensicherheitsgrenze liegende geringe Betätigungsleistung verwendet werden muß. Das Ausgangsrelais kann entweder nur während der Schließzeit des Betätigungskontaktes in seiner Arbeitsstellung verbleiben oder es kann mit Selbsthaltung ausgeführt werden.

Typ	Zeitbereich s	Schaltleistung des Ausgangsrelais
ZSg 05 WS	0,1 bis 5	2 Wechsler
ZSg 05 GS		Schalteleistung (induktionsfrei) rd. 250 W
ZSg 10 WS	1 bis 10	Maximale Schaltspannung 380 V ~
ZSg 10 GS		Maximaler Einschaltstrom 10 A _{eff}
		Maximaler Dauerstrom 6 A _{eff}
ZSg 20 WS	2 bis 20	Maximaler Ausschaltstrom 1,8 A ~
ZSg 20 GS		(induktiv bei 220 V) 0,22 A

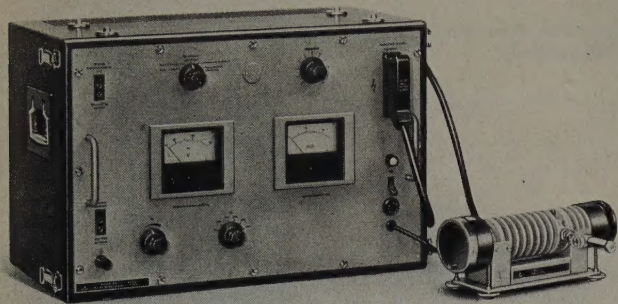
Typenreihe und technische Werte des elektronischen Zeitschalters Typ ZSg



Kombination mehrerer elektronischer Zeitschalter für die Programmsteuerung zur Formsandauflbereitung in einer Gießerei

ALLGEMEINE ELEKTRICITÄTS - GESELLSCHAFT

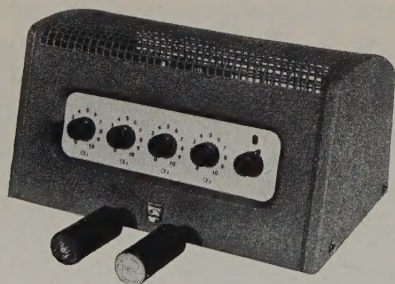
antrieb verschiebbaren Kolbens lassen sich relative Frequenzänderungen von 10^{-6} noch genau einstellen. Die Frequenz wird mittels Eichkurven aus der Ablesung an der Trommelskala des Spindeltriebs bestimmt. Die zugehörige Reflektorspannung ist denselben Kurven zu entnehmen und am Modulations- und Netzgerät getrennt einstellbar. Die HF-Leistung wird induktiv aus dem Schwingraum ausgekoppelt, und durch Verändern der Auskopplung läßt sich die an den Koaxialausgang geführte HF-Spannung über etwa 40 dB regeln.



Der Sender arbeitet wahlweise unmoduliert, eigen- oder fremdmoduliert. Zur Eigenmodulation erzeugt der eingebaute Rechteckgenerator eine Rechteckspannung mit der Folgefrequenz 19,5 oder 1 kHz. Außerdem ist Rechteckmodulation mit von außen zugeführten Sinus- oder Rechteckspannungen mit Folgefrequenzen 50 Hz...20 kHz möglich. Für Frequenzwobbelung (Frequenzhub ± 5 MHz) wird der Reflektorspannung eine von außen zugeführte Wechselspannung überlagert.

Transistor-Mischpult „EL 6461/01“

Für elektroakustische Übertragungsanlagen jeder Größe brachte die Deutsche Philips GmbH zum Steuern und Einblenden von Mikrofonen und anderen Tonträgern ein mit Transistoren bestücktes Klein-Regiepult heraus. Das Gerät hat vier getrennt regel- und mischbare Anschlüsse für niederohmige Mikrofone (50...500 Ω) und einen fünften, nicht regelbaren, aber mit den Mikrofonkanälen mischbaren Eingang für den Anschluß von Magnetton- oder Rundfunkgeräten. Die Empfindlichkeit der Mikrofonkanäle (8 mV an 1600 Ω unsymm.) reicht für den Anschluß direkt beschriebener Handmikrofone aus. Bei niederohmigen Mikrofonen läßt sich eine Transistor-Vorstufe („EL 6822“) in einen Oktalsockel einstecken und erhöht damit die Empfindlichkeit auf 0,3 mV an 1600 Ω unsymm.; maximale Eingangsspannung 10 mV. Der Tonträgerkanal hat eine Empfindlichkeit von 320 mV an 3 k Ω . Der Verstärker ist dreistufig (3 \times OC 71) mit einer Spannungsverstärkung von 32 dB für die Mikrofonkanäle bzw.



von 59 dB mit zusätzlicher Transistorvorstufe „EL 6822“. Er gibt eine Ausgangsspannung von 300 mV an 10 Ω ab, die zum Aussteuern von Verstärkern, Magnetton- und Rundfunkgeräten ausreicht. Der Ausgang ist über einen Oktalsockel geführt, der das Einschalten eines festen Entzerrergliedes ermöglicht. Bei Vollaussteuerung liegt der Klirrfaktor unter 0,75%. Der Frequenzgang ist im Bereich 40...10000 Hz ± 2 dB linear, der Rauschpegel liegt 60 dB unter 300 mV Ausgangsspannung. Zur Stromversorgung dienen zwei Stück 3-V-Stabbatterien, die mit 6 mA belastet werden, für jede Transistorvorstufe „EL 6822“ zusätzlich 2 mA. Wegen der geringen Abmessungen (300 \times 225 \times 165 mm) und des geringen Gewichts (3,3 kg) ist dieses Mischpult vor allem für beweglichen Einsatz geeignet.

Störstrahlungszertifikat für Fernsehempfänger

Als erste deutsche Firma hat die Graetz KG, Altena (Westf.), für ihre Empfänger „Kornett F 27“ und „Burggraf F 31“ vom FTZ Darmstadt das Zertifikat auf Einhaltung der Störstrahlungsbedingungen erhalten.

Nachhall-Erzeugungsgerät „EMT 140“

Bei Benutzung von Hallräumen im Studiobetrieb ist eine echte Änderung der Nachhallzeit auf einfache Weise nicht möglich. Das nach einer Entwicklung des RTI, Nürnberg, von der Firma Elektromeßtechnik Wilhelm Franz KG, Lahr/Schwarzwald, gebaute Nachhall-Erzeugungsgerät „EMT 140“ besteht aus einer dünnen Stahlplatte (1 \times 2 m), die dämpfungsfrei aufgehängt ist und durch ein an einem geeigneten Punkt angeschweißtes dynamisches Erregersystem in Biegeschwingungen versetzt wird. Die eigentliche Dämpfung der Platte, durch die die Nachhallzeit nach oben begrenzt ist, ist die Schallabstrahlung, die hier gegenüber einer dicken Platte erheblich reduziert ist, so daß die Dämpfung des Materials und andere Einflüsse eine wesentlich geringere Rolle spielen. Infolge der zweidimensionalen Ausbreitung der BiegeWellen und ihrer geringen Geschwindigkeit ergibt sich bei den Abmessungen der Platte eine Dichte der Spektren, die bei tiefen Frequenzen wesentlich größer als bei Nachhallräumen normaler Größe und bei mittleren und hohen Frequenzen ebenso groß wie bei diesen ist. Als Abnahmesystem wird ein ebenfalls angeschweißtes piezoelektrisches Körperschallmikrofon verwendet. Zum Einstellen der Nachhallzeit dient eine durch Gitterleisten verstärkte poröse Dämpfungsplatte (1 \times 2 m), deren Abstand von der Stahlplatte einstellbar ist. Die gesamte Einrichtung einschließlich des zugehörigen Verstärkers ist in einem geschlossenen Kasten eingebaut und infolge der guten Körperschalldämmung gegen Störschall unempfindlich. Die Abstrahlung nach außen ist so minimal, daß sich mehrere der überdies geringen Raum einnehmenden Geräte nebeneinander aufstellen lassen. Das Gerät ist für einen Eingangs- und Ausgangspegel von 1,55 V ausgelegt und liefert im Frequenzbereich 30 Hz...12 kHz einen einstellbaren Nachhall zwischen etwa 1,2 und 6 s.

Neue Röhren und Ablenkmittel für Fernsehempfänger

(PCC 88, PL 84, PCL 84, AW 43-80, AW 53-80, „AE 57“, „AET 57“, „HA 57“, „AT 1007“, „AT 2012 S“)

Für die Bestückung von Fernsehempfängern stehen jetzt einige neue Empfänger- und Bildröhren mit den zugehörigen Ablenkmitteln zur Verfügung.

Die PCC 88 (Lorenz, Siemens, Telefunken, Valvo) ist eine rauscharme steile HF-Doppeltriode in Spanngittertechnik, die besonders für Kaskodenvorstufen in Fernseh-Kanalwählern¹⁾ geeignet ist. Die PL 84 (Lorenz, Telefunken, Valvo) — eine 12-W-Endpentode — gibt gegenüber der bisher meist in der NF-Endstufe benutzten PL 82 eine Sprechleistung von über 5 W bei 10% Klirrfaktor ab und ermöglicht dadurch den Aufbau leistungsfähiger Endstufen²⁾. Das Pentodensystem der PCL 84 (Siemens) ist für die Verwendung in Video-Endstufen bestimmt, während das Triodensystem für die getastete Regelung und den Synchronisationsteil geeignet ist. Der Pentodenteil hat bei guter Linearität für gleichen Anodenstrom wie die PL 83 oder PCL 81 eine wesentlich höhere Steilheit und eine Gitter-Anodenkapazität von <100 mPf. Die Katoden beider Systeme sind an verschiedenen Sockelstiften angeschlossen, außerdem sind Pentoden- und Triodensysteme durch einen Schirm getrennt, so daß die Gefahr der Verkopplungen beider Systeme weitgehend beseitigt ist. Das Triodensystem hat gegenüber dem entsprechenden System der PCL 81 eine wesentlich größere Steilheit bei kleinerem Durchgriff. Bei $U_g = -5$ V fließt ein Reststrom von nur 10 μ A. Dieses System ist damit sowohl für die Abtrennung und Verstärkung der Synchronisierungsimpulse als auch für die getastete Regelung sowie für die Störunterdrückung gleich gut geeignet. Für NF-Verstärkung oder Sperrschwingerschaltungen sollte das Triodensystem hingegen nicht benutzt werden. (Technische Daten s. Nebenseite.)

Mit den Bildröhren AW 43-80 und AW 53-80 (Lorenz, Telefunken, Valvo) stehen jetzt zwei elektrostatisch fokussierte Fernsehbildröhren (43-cm- bzw. 53-cm-Diagonale) mit 90° Ablenkungswinkel zur Verfügung, die dem Gerätebauer die Möglichkeit geben, Einheitschassis zu bauen und wahlweise mit 43-cm- oder 53-cm-Bildröhren zu bestücken³⁾. Beide Röhren arbeiten mit maximal 17 kV, ergeben aber auch noch bei Spannungen unter 15 kV kontrastreiche Bilder mit guter Helligkeit.

Die entsprechenden Ablenkmittel für diese Röhren sind die Ablenkeinheiten „AE 57“ (ohne Abschirmtopf) oder „AET 57“ (mit Abschirmtopf) und das Hochspannungsaggregat „HA 57“ von Telefunken⁴⁾ sowie die Ablenkeinheit „AT 1007“ und der Ausgangstransformator „AT 2012 S“ (mit Zeilen-Ausgangstransformator und Hochspannungsaggregat) von Valvo⁵⁾.

¹⁾ Junghans, W.: PCC 88 — Eine neue Röhre für Fernseh-Kanalwähler. Funk-Techn. Bd. 12 (1957) Nr. 4, S. 100—101

²⁾ PL 84 — Eine neue Ton-Endröhre für Fernsehgeräte. Funk-Techn. Bd. 12 (1957) Nr. 5, S. 136

³⁾ Lammers, H.H.: AW 43-80 und AW 53-80 — Zwei neue Bildröhren mit elektrostatischer Fokussierung und 90°-Ablenkungswinkel. Funk-Techn. Bd. 12 (1957) Nr. 4, S. 101—102

⁴⁾ Funk-Techn. Bd. 12 (1957) Nr. 6, S. 171—172

⁵⁾ Ablenkmittel für elektrostatisch fokussierte Bildröhren. Funk-Techn. Bd. 12 (1957) Nr. 4, S. 102

Kenndaten der PCL 84

	Triodensystem	Pentodensystem
U_a	= 200	170 200 220 V
U_{g2}	=	170 200 220 V
U_{g1}	= -1,7	-2,1 -2,9 -3,4 V
I_a	= 3	18 18 18 mA
I_{g2}	=	3,1 3,1 3,1 mA
S	= 4	11 10,4 10 mA/V
R_i	\approx	100 130 150 k Ω
μ_{g2g1}	\approx	36 36 36
μ	= 65	

Betriebsdaten der Pentode als Video-Endröhre

$U_b = U_{g2}$	= 170	200	220	V
R_a	= 3	3	3	k Ω
U_{g1}	= -2	-2,8	-3,3	V
I_a	= 18	18	18	mA
I_{g2}	= 3,3	3,2	3,2	mA
S	= 10	9,7	9,5	mA/V

Germanium-Leistungstransistoren

Das Lieferprogramm der Firma *Intermetall*, Düsseldorf, hat sich dadurch geändert, daß die bereits bekannten Germanium-Leistungstransistoren CTP 1003...CTP 1006 jetzt auch mit kleinen Gehäuseabmessungen wie folgt lieferbar sind:

	Leistungs- verstärkung	Max. Kollektor- Basisspannung	Preis
CTP 1104	>23 dB	40 V	38,— DM
CTP 1108	>20 dB	20 V	30,— DM
CTP 1109	>27 dB	20 V	35,— DM
CTP 1111	>23 dB	80 V	53,— DM
2 N 257	>30 dB	40 V	50,— DM
2 N 268	>28 dB	80 V	56,— DM

Die maximal zulässige Verlustleistung ist 15 W. Für Gegentaktstufen sind diese Transistoren auch als Paare lieferbar.

Für einige HF-Flächentransistoren konnten die Preise stark herabgesetzt werden: OC 390 (Grenzfrequenz ≥ 3 MHz) = 15,— DM, OC 400 (Grenzfrequenz ≥ 5 MHz) = 17,— DM, OC 410 (Grenzfrequenz ≥ 10 MHz) = 20,— DM.

Neue Subminiaturröhre DF 61

Für tragbare Funksprech- und ähnliche HF-Geräte mit mehreren Stufen ist der Heizleistungsbedarf oft von großer Bedeutung. Unter der Typenbezeichnung DF 61 liefert *Valvo* jetzt eine neue direkt geheizte HF-Pentode in Subminiaturtechnik ($U_f = 1,25$ V, $I_f = 25$ mA), die besonders für HF-Verstärker, Vervielfacher- und Mischstufen geeignet ist.

Kenndaten (vorläufige technische Daten)

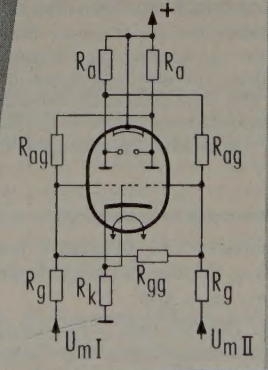
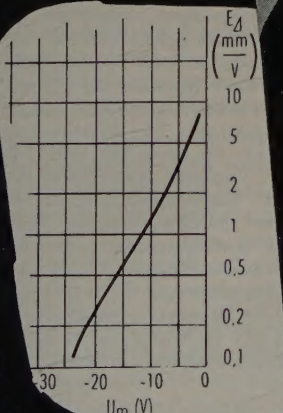
U_a	= 45	67,5	V
U_{g2}	= 45	67,5	V
U_{g1}	= 0	0	V
I_a	= 0,8	1,7	mA
I_{g2}	= 0,2	0,45	mA
S	= 750	950	μ A/V
R_i	= 1,4	1,6	M Ω m
μ_{g2g1}	= 21	21	
$U_{g1} (S' = S/100)$	= -2,6	-4,0	V
$r_e (f = 50$ MHz)	=	57	k Ω m
r_{aeq}	=	10	k Ω m
$U_{g1} (I_{g1} = + 0,3 \mu A)$	=	min. 0	V

Betriebsdaten als Mischröhre

U_a	= 45	67,5	V
U_{g2}	= 45	67,5	V
R_{g1}	= 100	100	k Ω m
U_{osc}	= 3	4	V _{eff}
S_c	= 220	290	μ A/V

Neuer Grundig Meßgeräte-Katalog

Der soeben erschienene Meßgeräte-Katalog der *Grundig Electronic GmbH* bringt auf 28 Seiten die wichtigsten technischen Daten und Beschreibungen nebst Abbildungen von über 20 Meß- und Prüfgeräten. Weiterhin werden schon einige neue Geräte angekündigt: „Signalverfolger 6038“, „Röhren-Prüfgerät 6024“, „Anzeigeverstärker 6014“ (1400-Hz-Resonanzverstärker mit Transistoren und eingebautem Nullindikator mit logarithmischer Anzeige) sowie zwei Geiger-Müller-Zähler in Form von Kleinsttaschengeneräten für die Feststellung radioaktiver Strahlung (Typ „6030“ mit magnetischem Kleinhörer und Typ „6048“ mit eingebautem Instrument zum wahlweisen Ablesen des Strahlungsmittelwertes oder zum Abhören mit magnetischem Kleinhörer).



EMM 801


$$E\Delta = \frac{\Delta b}{\Delta U_m} = f(U_m) [\Delta U_m = U_{mII} - U_{mI}]$$

U_B	= 250 V
R_a	= 400 k Ω
R_{ag}	= 5 M Ω
R_{gg}	= 1 M Ω
R_g	= 500 k Ω
R_k	= 1 k Ω

Röhren-Vertrieb
Ulm/Donau · Söflinger Straße 100

eine Anzeige-Röhre zum Vergleich zweier Spannungen für die elektronische Technik in Mess- und Regelschaltungen. Besonders geeignet für Brückenschaltungen

TELEFUNKEN



Praktische Physik

Bd. 2. Elektrizität und Magnetismus — Korpuskeln und Quanten — Tabellen zu Bd. 1 und 2

Von F. Kohlrausch. Herausgegeben von H. Ebert und E. Justi. 20., vollständig neu bearb. Aufl., Stuttgart 1956, B. G. Teubner Verlagsgesellschaft. XII, 756 S. m. 435 B. u. 133 Tab. DIN C 5. Preis in Ganzl. geb. 52,— DM.

Schon immer war „der Kohlrausch“ für jeden Physiker während des Studiums und später im Beruf der unentbehrliche Ratgeber und Begleiter. Das Schwergewicht dieses Standardwerkes lag stets auf dem Gebiet der Meßtechnik. Es war und ist ein besonderer Vorzug der hier gewählten Darstellung des umfangreichen Stoffes, daß der Leser nicht nur eine Zusammenfassung aller wichtigen Meßmethoden findet, sondern — was ebenso wichtig ist — auch nach den Angaben im Text zumindest abschätzen kann, welches Meßverfahren für die jeweilige Aufgabe am geeignetsten ist und welche Genauigkeit er von der Messung erwarten kann.

Die Fortschritte der Meßtechnik und die Vielzahl neuer Meßmethoden haben äußerlich ihren Ausdruck darin gefunden, daß im Laufe der Jahre aus einem Band zwei stattliche Bände geworden sind. Der jetzt in 20. Auflage vorliegende 2. Band ist durch die sehr straffe Gliederung der umfangreichen Stoffgebiete gekennzeichnet. Im Text mußte man sich äußerst knapper Formulierungen bedienen, die aber so prägnant sind, daß ein Maximum an „informationstheoretischem Wirkungsgrad“ erreicht worden ist. Die sehr ausführlichen Schriftumangaben, durchweg aus leicht zugänglichen Büchern und Zeitschriften, erleichtern das tiefere Eindringen in die Einzelheiten spezieller Meßmethoden.

Den „Kohlrausch“ zu loben, hieße Eulen nach Athen tragen. Wie schon immer, so wird er auch jetzt wieder ein unentbehrliches Nachschlagewerk zum Gebrauch für Unterricht, Forschung und Technik sein. —th

Nachrichtentechnische Fachberichte

Bd. 3. Informationstheorie

Herausgegeben von J. Wosnik, Schriftleiter W. Meyer-Eppler. Braunschweig 1956, Verlag Friedr. Vieweg & Sohn. 118 S. m. zahlr. B. DIN A 4. Preis kart. 22,— DM.

Die Informationstheorie ist heute bereits auf viele Probleme anwendbar, die außerhalb der eigentlichen Nachrichtentechnik liegen. Der Band 3 der NTF gibt eine Auswahl aus der Vielfalt derjenigen Probleme, die informationstheoretischen Methoden zugänglich sind. So findet man hier beispielsweise Themen aus dem Bereich der Hörpsychologie (Enkel, Ein Beitrag zur Typologie des Gehörs), der Sprache (Fucks, Die mathematischen Gesetze der Bildung von Sprachelementen aus ihren Bestandteilen; Küpfmüller und Warns, Sprachsynthese aus Lauten; Sankaran und Ganeshsundaram, Structure in Speech; the Physical Reality of the Phoneme), der Musik (Moles, Informationstheorie der Musik) und des Fernsehens (Neidhardt, Der informationstheoretische Wirkungsgrad (Wiedergabefaktor) einer Fernsehkette) sowie z. B. Beiträge von Schröter, Modellvorschläge für Quantisierung und Speicherung und von Zemanek, Schaltalgebra.

Bd. 4. Elektronische Rechenmaschinen und Informationsverarbeitung

Herausgegeben von J. Wosnik, Schriftleiter A. Walther und W. Hoffmann. Braunschweig 1956, Verlag Friedr. Vieweg & Sohn. VIII, 229 S. m. 182 B. DIN A 4. Preis kart. 26,— DM.

Dieser Band bringt die auf der vom 25. bis 27. Oktober 1955 in Darmstadt durchgeführten Tagung „Elektronische Rechenmaschinen und Informationsverarbeitung“ gehaltenen Vorträge international bekannter Fachleute sowie die erst am 29. Oktober gehaltenen Vorträge der verspätet eingetroffenen russischen Teilnehmer, die hier erstmalig über Entwicklungen in der UdSSR berichteten. Die Vorträge behandeln nur die digital arbeitenden Rechenmaschinen, und zwar die logisch-mathematische und die technisch-konstruktive Seite. Neben den sieben Hauptvorträgen enthält dieser Band 4 der NTF auch die 57 Einzelvorträge zu den Themengruppen „Rechenautomaten-Entwicklungen“, „Bauelemente, Schaltkreis- und Speichertechnik“, „Programmieren“, „Numerische Mathematik“ und „Spezielle Fragen und Abstrakte Schaltkreistheorie“. Dieser Band enthält damit eine der umfassendsten Zusammenstellungen von Einzelbeiträgen über das Gebiet der digitalen Rechenmaschinen.

Bd. 5. Probleme der Halbleitertechnik

Herausgegeben von J. Wosnik, Schriftleiter J. Dosse. Braunschweig 1955, Verlag Friedr. Vieweg & Sohn. 64 S. m. 111 B. DIN A 4. Preis kart. 12,— DM.

Am 5. und 6. April 1956 hielt der Fachausschuß 3 „Halbleiter“ der NTF im kleinen Kreis in Mainz eine Diskusstagung ab. Die dort vorgebrachten 12 Referate sind im Band 5 der NTF zusammengefaßt. Sie behandeln u. a. die Themen „Versuchsergebnisse über die Herstellung einer idealen Sperrcharakteristik bei Flächendioden“ (Becherer), „Messungen über das Hochfrequenzrauschen von Transistoren“ (Guggenbühl, Schneider und Strutt), „Hochfrequenz-Verstärkung mit Transistoren“ (Moortgat-Pick), „Messungen der Hochfrequenz-Parameter von Transistoren“ (Vasseur), „Impulsverstärkung mit Transistoren“ (Weber), „Die Anwendung des Flächentransistors in Zehlschaltungen“ (Rall) und „Ein Schalttransistor und seine Anwendung in Zehlschaltungen“ (Salow). Rdt

Der Katodenverstärker in der elektronischen Meßtechnik

Von K. Müller-Lübeck. Berlin/Göttingen/Heidelberg 1956, Springer-Verlag. XII, 155 S. m. 129 B. Gr.-8°. Preis in Ganzl. geb. 24,— DM.

Schon seit langem hat die Elektronenröhre große Bedeutung in der Meßtechnik erlangt, vor allem für die elektrostatische Steuerung von Strömen und für die Gleichrichtung. Wie auf vielen anderen Gebieten, so hat die Impulstechnik auch hier befruchtend gewirkt und unter den verschiedenen Verstärkerschaltungen die Verwendung der Röhre in Anodenbasisschaltung in den Vordergrund gerückt. Der in dieser Schaltung arbeitende Katodenverstärker (cathode follower) gehört zur Klasse der gegengekoppelten Verstärker und hat besondere Vorteile für Spannungsmessungen mit extrem geringer Rückwirkung auf das Meßobjekt, verbunden mit weitem Meßbereichumfang und großer Unempfindlichkeit gegen Änderung der Röhrendaten. Das Buch von Müller-Lübeck ist eine gute Zusammenfassung der in der Literatur weit verstreuten und oft nur schwer zugänglichen Quellen und eigener Untersuchungen und Erfahrungen des Verfassers. In zwei großen Abschnitten behandelt er zunächst die Theorie des Katodenverstärkers und die Theorie der Gleichrichtung und geht dann ausführlich auf die Katodenverstärker-Schaltungen zur Messung von Gleich- und Wechselspannungen, auf Vielfachmeßgeräte und auf Geräte der Stromrichtermeßtechnik ein. Da der Anwendungsbereich des Katodenverstärkers heute schon weit über die eigentliche Meßtechnik hinausgeht, ist dieses systematisch gegliederte und gut verständlich geschriebene Buch nicht nur dem Meßtechniker, sondern ebenso dem Regelungstechniker und dem Verstärkerfachmann zu empfehlen. —th

Einführung in die Mikrowellenphysik

Von G. Klages. Darmstadt 1956, Verlag von Dr. Dietrich Steinkopff. XII, 279 S. m. 135 B. Preis brosch. 29,— DM, geb. 31,— DM.

In der reinen Physik spielen Mikrowellen längst nicht mehr nur die Rolle eines wissenschaftlich vielleicht reizvollen Übergangsgebietes zwischen dem Bereich der in der Nachrichtentechnik benutzten Wellenlängen und den Lichtwellen, sondern als Folge der stürmischen Weiterentwicklung dieser Technik während der letzten 20 Jahre umfaßt der Kreis der Interessenten heute Physiker aller Arbeitsrichtungen ebenso wie Chemiker, Biologen und Mediziner. An diesen Leserkreis richtet sich das vorliegende Buch in erster Linie, und dementsprechend arbeitet die Darstellung vornehmlich mit der Anschauung und stellt physikalische Überlegungen in den Mittelpunkt, ohne dabei Exaktheit und Rechnungen sowie mathematische Formulierungen auszuschließen. Die Mikrowellen werden sowohl vom Standpunkt des Physikers als auch von dem des Hochfrequenztechnikers betrachtet, weil der Verfasser es mit Recht für zweckmäßig gehalten hat, dem Physiker die Darstellungsweise der Leitungstheorie und dem Hochfrequenztechniker die Darstellung der Wellenoptik nahezubringen. In sechs Abschnitten (Leitungswellen, Hohlrohrwellen, Resonanzkreise, Erzeugung und Nachweis, Meßgeräte und -methoden, Mikrowellenstrahler) findet der oben angesprochene Kreis hier eine didaktisch ausgezeichnete Darstellung der die Mikrowellenphysik betreffenden Fragen, die nicht auf allzu viele, oft nur verwirrende Einzelheiten technisch-konstruktiver und apparativer Einzelheiten eingeht. R.

Time-Saving Network Calculations

Von H. Stockman. Waltham (Mass.) 1956, Verlag Ser Co. 120 S. m. 36 B. Preis brosch. 1,75 \$.

Man sagt den Amerikanern oft einen angeborenen Sinn für das Praktische nach. Die vorliegende, bescheiden aufgemachte Schrift darf als eine Bestätigung dieser an sich fragwürdigen Verallgemeinerung angesehen werden. Sie bietet nämlich eine kritisch vergleichende Darstellung der verschiedenen Lösungsmethoden für die Berechnung von Netzwerken hinsichtlich der bei ihrer Anwendung auftretenden Schwierigkeiten und des erforderlichen Zeitaufwands. So vermittelt der Verfasser dem Leser ein gewisses Gefühl dafür, welche Methode jeweils mit einem Minimum an Arbeit zum Ziel führt.

Aus dieser Broschüre zieht der Studierende der höheren Semester ebenso Nutzen wie der Nachrichtentechniker, zumal eine umfangreiche Formelsammlung im Anhang die Arbeit ebenso erleichtert wie ein 288 Quellen umfassendes Schrifttumsverzeichnis das Auffinden von Spezialarbeiten. Rdt.